НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XVIII Международного симпозиума

Нижний Новгород, 10–14 марта 2014 г.

Том I: секции 1, 2, 4, 5

Нижний Новгород
Издательство Нижегородского госуниверситета
2014

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33
Н-25

Нанофизика и наноэлектроника. Труды XVIII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 10–14 марта 2014 г.) В 2 т. Том I. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2014. — 372 с.

ISBN 978-5-91326-259-2

Организаторы

Отделение физических наук РАН
Научный совет РАН по физике полупроводников
Научный совет РАН по физике конденсированных сред
Институт физики микроструктур РАН
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Нижегородский фонд содействия образованию и исследованиям

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН, Нижний Новгород
З.Ф. Красильник, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Нижний Новгород

Учёный секретарь Симпозиума

А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

В.А. Бушуев, д.ф.-м.н., МГУ, Москва
В.А. Быков, д.т.н., ЗАО «НТ-МДТ», Москва
В.А. Волков, д.ф.-м.н., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н., ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва
С.В. Иванов, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
М.В. Ковальчук, чл.-корр. РАН, ИК РАН, Москва
А.В. Латышев, чл.-корр. РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н., ИПТМ РАН, Черноголовка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н., ИФТТ РАН, Черноголовка
Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
А.А. Снигирев, к.ф.-м.н., ESRF, Франция
Р.А. Сурис, академик РАН, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
А.Н. Титков, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.В. Устинов, академик РАН, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН, МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва
А.В. Чаплик, академик РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

Организационный комитет

В.Г. Беллюстина, ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.А. Девятайкина, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.В. Иконников, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.А. Камелин, ИФМ РАН, Н. Новгород
Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
С.В. Морозов, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.С. Мотова, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.Н. Садова, ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.А. Татарский, ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-259-2 ББК 22.37; 22.33

© Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2014
© Нижегородский институт физики микроструктур РАН, 2014

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

Edge superconductivity in Nb thin-film microbridges

R. Werner[3], A. Yu. Aladyshkin[1,2,*], I. M. Nefedov[1,2], A. V. Putilov[1], M. Kemmler[3], D. Bothner[3], A. Loerincz[4], K. Ilin[4], M. Siegel[4], R. Kleiner[3], D. Koelle[3]

1 Institute for Physics of Microstructures RAS, 603950, Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia.

2 Lobachevsky National Research University of Nizhni Novgorod, 23 Prosp. Gagarina, 603950, Nizhny Novgorod, Russia.

3 Physikalisches Institut – Experimentalphysik II and Center for Collective Quantum Phenomena in LISA+, Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, 72076 Tübingen, Germany.

4 Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme, Karlsruher Institut für Technologie, Hertzstraße 16, D-76187 Karlsruhe, Germany.

*aladyshkin@ipmras.ru

We experimentally and theoretically investigate transitions between normal state, bulk and edge superconductivity in thin-film niobium microbridges in a perpendicular magnetic field. In order to detect various regimes of superconductivity we use electric transport measurements and low-temperature scanning laser microscopy. Our experimental findings are supported by numerical simulations within time-dependent Ginzburg-Landau model.

Introduction

The concept of localized superconductivity in bulk superconductors was introduced in 1963 by Saint-James and de Gennes. They demonstrated that superconductivity in a semi–infinite bulk sample with an ideal flat surface in the presence of an external magnetic field parallel to such surface can survive in a thin surface layer even above the upper critical field H_{c2}, when bulk superconductivity is completely suppressed. Based on the phenomenological Ginzburg–Landau (GL) theory, the critical field H_{c3} for suppression of surface superconductivity, localized near superconductor/vacuum or superconductor/insulator interfaces, can be estimated as $H_{c3}\simeq 1.695H_{c2}(0)(1-T/T_c)$, where $H_{c3}(0)=1.695H_{c2}(0)$ is the critical field for surface superconductivity at zero temperature (T=0), and T_c is the superconducting critical temperature at zero magnetic field. Edge superconductivity (ES), which is similar to surface superconductivity, corresponds to the nucleation of superconductivity near the outer perimeter of thin-film samples in perpendicular magnetic field. Below we consider methods of detection of edge superconductivity in thin-film structures [1].

Results

The Nb thin films with thickness d=60 nm were deposited on a single-crystal Al_2O_3 substrate at $T\simeq 800^{\circ}$C using magnetron sputtering. Two Nb bridges with the identical width W=40 μm and length L=660 μm were patterned by e-beam lithography and reactive ion etching into a bridge geometry. One of these bridges was patterned with circular microholes (antidots) of 580 nm diameter, arranged in a triangular lattice (1.5 μm period). Both plain and patterned Nb bridges have the same critical temperature, T_c=8.5 K, what indicates identity of material parameters of these samples.

We measure the dependence of dc-voltage V on temperature T, perpendicular magnetic field H and bias current I for both bridges (Fig. 1). Important to note that the shape of the resistive transition $R=V/I$ vs. H strongly depends on I. The particular shape of the two-stage resistive transition can be interpreted in terms of subsequent suppression of bulk superconductivity and edge superconductivity. Detailed arguments are presented in [1]. Based on magnetotransport measurements $R=R(H,T)$ we determine the dependences $H_{c2}=H_{c2}(T)$ and $H_{c3}=H_{c3}(T)$, the ratio H_{c3}/H_{c2} was found to be close to 1.7.

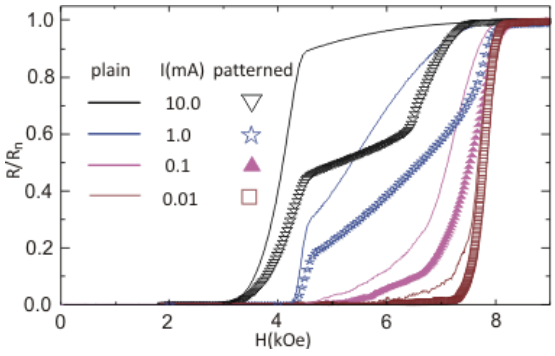


Figure 1. The $R(H)$ curves measured at T=4.2 K with different bias currents I=0.01–10 mA for the plain and patterned bridges. All curves are normalized to the corresponding normal state resistances.

For direct visualization of edge superconductivity we use low-temperature scanning-laser microscopy (LTSLM). The sample under investigation is biased by a constant current I in such a way to ensure a resistive state. The focused laser beam, which illuminates a certain area, locally increases the sample temperature within such a hot spot (of the order of few microns in diameter). Depending on the intensity of the laser beam, superconductivity can be locally destroyed, what induces an additional position-dependent beam-induced voltage drop $\Delta V=\Delta V(x,y)$ on the entire sample: the larger the ΔV value, the higher the local density of supercondicting current is, and vice versa.

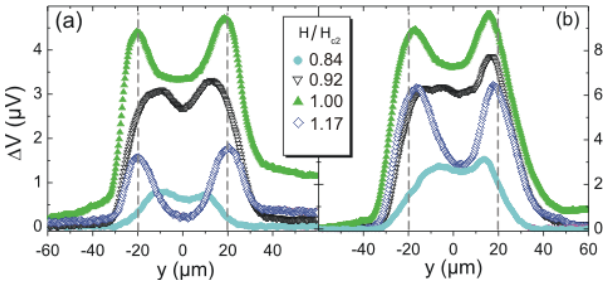


Figure 2. The LTSLM linescans $\Delta V=\Delta V(y)$ for various H values at T=7.0 K, I=1 mA across (a) the plain and (b) the AD bridge. Vertical dashed lines indicate the position of the edges of the bridge.

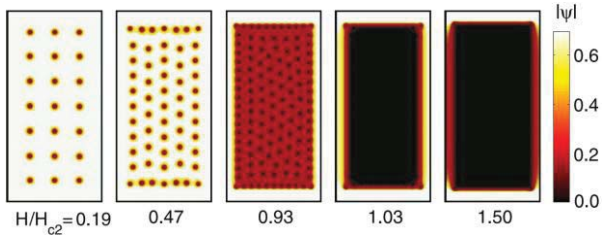


Figure 3. Spatial stationary distribution of $|\psi(x,y)|$ for the normalized bias current density j=0.5×10^{-3}, which flows from top to bottom [1].

Figure 2(a,b) shows the linescans $\Delta V=\Delta V(y)$ across the bridge for the plain and patterned bridges at different H. For both bridges, as $|H|$ increases and tends to H_{c2}, the LTSLM signal from the edges becomes larger than the signal from the interior, what can be attributed to the depletion of bulk superconductivity at $|H|\geq H_{c2}$. The pronounced edge signal can be explained by the suppression of the edge barrier for vortex entry/exit by the hot spot. For the plain bridge the overall signal gets strongly reduced above H_{c2}, and the signal from the central part of the bridge almost vanishes. In the patterned bridge the LTSLM signal is much less reduced and the whole cross section of the patterned bridge gives a measurable signal. This means that the current is distributed more uniformly across the bridge even for $|H|>H_{c2}$.

To explain the observed LTSTM results we model the resistive state of a mesoscopic superconducting thin-film sample within time-dependent GL model. Considering a rectangular plain superconducting thin film (width W=30ξ_0, length L=60ξ_0; ξ_0 is the GL coherence length at T=0) we find out the normalized order parameter wave function $\psi(x,y,t)$ and the time-averaged voltage drop V along the sample. Figure 3 shows the stationary distribution $|\psi(x,y)|$ for a rather small bias current. At $|H|<H_{c2}$ there is a regular vortex structure and the density of vortices expectedly increases with increasing H. At $|H|>H_{c2}$ bulk superconductivity becomes depleted, superconducting channels with finite $|\psi|$ along the edges of the rectangle are still present. Modeling the effect of the laser beam focused at the certain position on the sample's resistance, we assume a Gaussian-like stationary distribution of the local temperature. We calculate the dependence ΔV on the laser-beam position (Fig. 4). These simulations show that the LTSLM signal indeed has maxima near the left and right edges; conditioned by a finite superfluid flow along the edges even in the resistive state at $|H|>H_{c2}$.

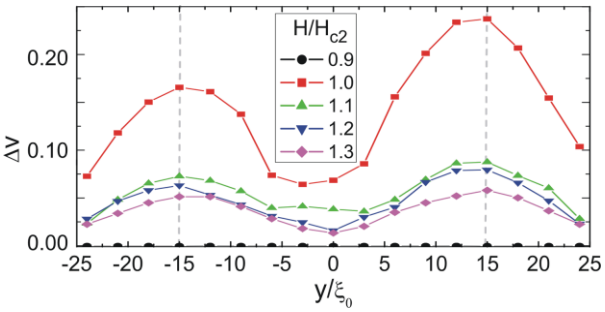


Figure 4. Calculated normalized beam-induced voltage ΔV vs y/ξ_0 across a rectangular thin film for different values of H/H_{c2} at j=4×10^{-3}. The vertical dashed lines indicate the position of the sample edges [1].

This work was supported by the Russian Fund for Basic Research (grants nos. 12-02-00509, 13-02-01011, 13-02-97084), RAS under the Program 'Quantum physics of condensed matter', Ministry of Education and Science of Russian Federation (project 8686), Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG), grant no. KO 1303/8-1.

References

R. Werner, A. Yu. Aladyshkin, I. M. Nefedov, A. V. Putilov *et al.* // Supercond. Sci. Technol., V. 26, 095011 (2013).

Асимметрия критического тока, индуцированного полем доменной стенки

М. А. Силаев[1,*], А. Ю. Аладышкин[1,2,§], М. В. Силаева[3], А. С. Аладышкина[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Национальный исследовательский университет – Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Национальный исследовательский университет – Высшая школа экономики, ул. Большая Печерская, д. 25/12, Нижний Новгород, 603155.

* msilaev@ipmras.ru, § aladyshkin@ipmras.ru

В рамках феноменологической модели Гинзбурга-Ландау мы вычислили критический ток сверхпроводника в режиме доменной сверхпроводимости. Такое состояние может быть реализовано как в латерально-неограниченных планарных гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик, так и в мезоскопических структурах сверхпроводник-ферромагнетик с неоднородным распределением намагниченности M(r) в ферромагнитном слое. Мы показали, что токонесущая способность такого квазиодномерного сверхпроводящего канала зависит от знака инжектируемого тока по отношению к вектору rot M(r).

Введение

Планарными гибридными структурами сверхпроводник (S) – ферромагнетик (F) называются многослойные структуры, состоящие из S- и F-пленок и разделенные (при необходимости) слоем изолятора. В этом случае взаимодействие между S- и F-подсистемами обусловлено неоднородным магнитным полем. Доменной сверхпроводимостью (domain-wall superconductivity, DWS) называется неоднородное сверхпроводящее состояние, возникающее в S/F-структурах, для которого модуль сверхпроводящего параметра порядка $|\Psi|^2$ достигает максимума вблизи магнитной доменной стенки (т.е. в области быстрого изменения перпендикулярной z-компоненты магнитного поля) и стремится к нулю при удалении от доменной стенки [1]. Можно ожидать, что такое локализованное сверхпроводящее состояние, как и прочие сверхпроводящие состояния, способно обеспечить протекание тока без диссипации энергии. Легко показать, что гибридная S/F-структура с уединенной прямолинейной доменной стенкой (рис. 1) обладает пониженной симметрией и в качестве параметра, характеризующего нарушение симметрии, можно использовать микроскопический ток, текущий по доменной стенке $\boldsymbol{j}_M=c\ \mathrm{rot}\ \boldsymbol{M}(\boldsymbol{r})$, где c – скорость света, $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r})$ – вектор намагниченности в ферромагнетике. Следовательно, токонесущая способность будут зависеть от взаимной ориентации стороннего тока $\boldsymbol{J}_{ext}$ и $\boldsymbol{j}_M$, и вольт-амперная характеристика S/F-системы с уединенным DWS-каналом и заданной намагниченностью должна быть несимметричной: $V(I)\neq V(-I)$.

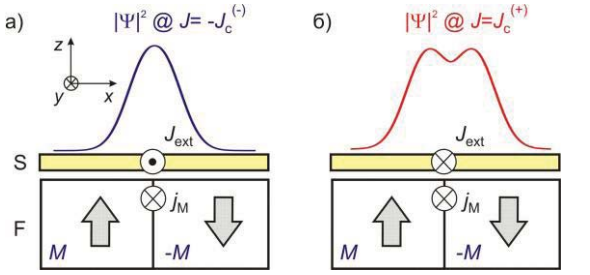


Рисунок 1. Схематическое представление планарной гибридной S/F-структуры с изолированной доменной стенкой. Вектор $\mathbf{j}_M$ для данного распределения намагниченности параллелен оси y. Случай (а) соответствует J_{ext} и j_M разного знака, случай (б) – одинакового знака. Профили $|\Psi|^2$ соответствуют протеканию критического тока для указанной полярности стороннего тока

Критический ток S/F-структуры в DWS-состоянии

В рамках нестационарной модели Гинзбурга-Ландау мы вычислили критический ток $J_c^{(\pm)}=\max|J_{ext}^{(\pm)}|$, соответствующий максимальному стороннему току $J_{ext}^{(\pm)}$, который не вызывает переход сверхпроводника в резистивное состояние [2]. Индекс (±) указывает на параллельную (+) или антипараллельную (–) ориентацию векторов $\boldsymbol{J}_{ext}$ и $\boldsymbol{j}_M$. Мы рассмотрели два модельных распределения магнитного поля $B_z=B_0\mathrm{sgn}(x)$ и $B_z=(2B_0/\pi)\mathrm{arctg}(x/L)$, соответствующих доменным стенкам с нулевой и конечной шириной. Здесь па-

раметр B_0 соответствует амплитуде магнитного поля вдали от доменной стенки, L – «ширине» доменной стенки.

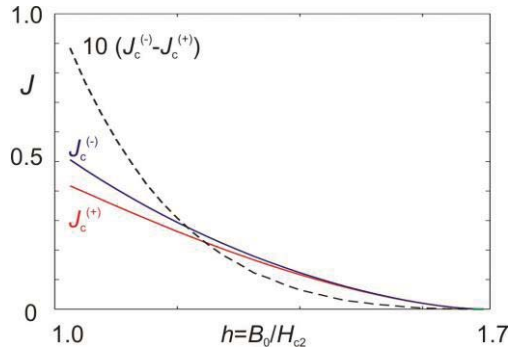


Рисунок 2. Зависимость критических токов $J_c^{(+)}$ и $J_c^{(-)}$ для латерально-неограниченной S/F-структуры от параметра $h=B_0/H_{c2}$, где H_{c2} – верхнее критическое поле сверхпроводника, внешнее поле H предполагается равным нулю

Расчеты показывают (рис. 2), что при $B_0>H_{c2}$, когда реализуется режим доменной сверхпроводимости для сверхпроводящей пленки в поле доменной стенки нулевой ширины, действительно наблюдается асимметрия критического тока: $J_c^{(-)} > J_c^{(+)}$. Наибольшая асимметрия наблюдается при $B_0/H_{c2}\to1$ и становится исчезающе малой при $B_0/H_{c2}\to1.695$.

Для латерально-неограниченной S/F-структуры с одиночным DWS-каналом аналитически исследована задача об устойчивости нормального состояния. Показано, что при выполнении условия $J_{ext}>J_c$ структура переходит в резистивное состояние, которое не разрушается, даже если сторонний ток станет меньше критического значения.

Наличие внешних границ образца приводит к формированию прикраевых каналов при $B_0>H_{c2}$, так что инжектируемый ток поровну распределяется между прикраевыми каналами (т.е. в области перехода от ненулевой намагниченности к M=0) и DWS-каналом (в области перехода от M к $–M$). Суперпозиция токонесущих способностей этих каналов приводит к исчезновению асимметрии критического тока. Для возникновения одиночного DWS-канала в мезоскопической S/F-структуре [рис. 3(а)] необходимо рассматривать доменные стенки конечной ширины, при этом поле на краю образца должно быть $B_0>2H_{c2}$ для предотвращения зарождения сверхпроводимости в 90° углах сверхпроводника. Результаты численного моделирования представлены на рис. 3 (б,в). Показано, что в мезоскопических S/F-структурах разрушенная сторонним током сверхпроводимость DWS-канала может восстанавливаться при условии $J_{ext}<J_c$ из-за возможности зарождения сверхпроводимости вблизи точек пересечения доменной стенки и границы образца.

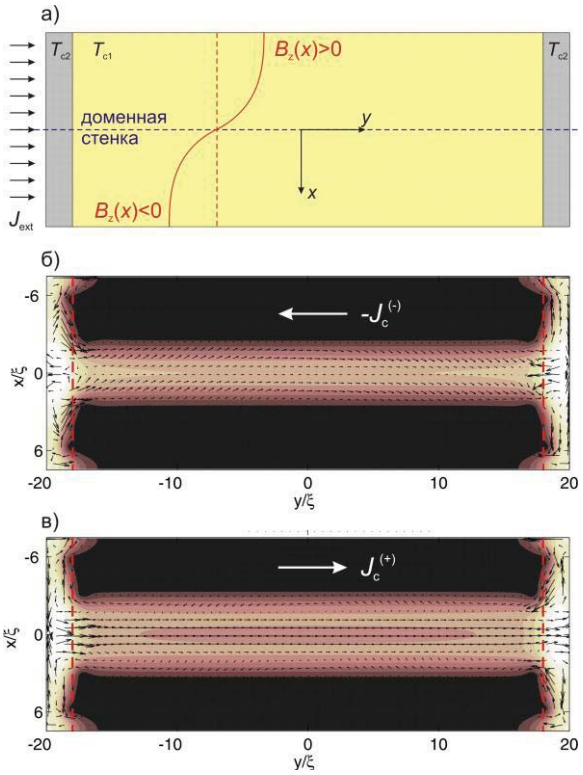


Рисунок 3. (а) Схематичное представление мезоскопической S/F-структуры с уединенной доменной стенкой, вектор $\boldsymbol{j}_M$ направлен вдоль оси y; (б,в) Распределение модуля параметра порядка $|\Psi|^2$, соответствующее критическому току: $J_{ext}=-J_c^{(-)}$ и $J_{ext}=J_c^{(+)}$, стрелки указывают направление и величину плотности тока, амплитуда поля на границе равна $2.4H_{c2}$, H=0. Две вертикальные линии указывают положение границы между «внутренней» частью образца с критической температурой T_{c1} и прикраевыми областями с «усиленной» сверхпроводимостью и критической температурой $T_{c2}>T_{c1}$

Работа поддержана проектами РФФИ 13-02-01011 и 13-02-97084, стипендией Президента РФ СП-6811.2013.5 и программой РАН «Квантовая физика конденсированного состояния».

Литература

A.Yu. Aladyshkin, A.V. Silhanek, W. Gillijns, V.V. Moshchalkov // Supercond. Sci. Technol., V. 22, 053001 (2009).

Влияние степени шероховатости границы на подщелевой спектр сверхпроводников с анизотропным потенциалом спаривания p-типа

С. В. Бакурский[1,2,*], М. Ю. Куприянов[1], Y. Tanaka[3], А. А. Голубов[4]

1 НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, МГУ, Ленинские горы, ГСП – 1, Москва, 119991.

2 Физический факультет, МГУ, Ленинские горы, ГСП – 1, Москва, 119991.

3 Department of Applied Physics, Nagoya University, Nagoya, 464-8603, Japan.

4 Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute for Nanotechnology, University of Twente, 7500 AE Enschede, The Netherlands.

* r4zz@mail.ru

Исследовано влияние рассеяния электронов на диффузной границе сверхпроводника с триплетным типом сверхпроводящих корреляций, отвечающим как p_x-волновой пространственной симметрии, так и хиральной $p_x+i\,p_y$. Граница моделировалась тонким диффузным слоем. Выведены эффективные граничные условия, связывающие квазиклассические функции Эйленбергера на траекториях, приходящих к границе и уходящих от нее. Показано, что на границе происходит генерация нечетной по энергии компоненты сверхпроводящего спаривания, что, в свою очередь, приводит к появлению подщелевой аномалии в плотности состояний, вид которой существенно зависит от свойств поверхности. Самосогласованный метод решения позволил рассчитать глубину проникновения аномалии в глубь сверхпроводника. Установлено, что аномалия в подщелевом спектре сохраняется даже в пределе больших толщин диффузной поверхности. Этот факт позволяет из измерений кондактанса или плотности состояний на границе сделать вывод о типе симметрии сверхпроводящих корреляций в объеме сверхпроводника.

Введение

В настоящее время известно и экспериментально подтверждено существование сверхпроводников с нетривиальными типами симметрии потенциала спаривания. Так, было экспериментально показано, что в материале Sr_2RuO_4 спаривание обладает симметрией p-типа с единичным спином куперовской пары [1]. За счет этого сверхпроводимость в подобных материалах может сосуществовать с ферромагнетизмом, как, например, в соединениях урана [2].

Однако p-тип спаривания приводит к качественным изменениям в свойствах такой структуры. Анизотропия параметра порядка приводит к тому, что рассеяние на любых неоднородностях приводит к разрушению сверхпроводимости, так что сверхпроводимость p-типа может существовать только в чистых материалах.

Именно поэтому свойства объемного материала в данном случае сильно отличаются от его свойств в окрестности его диффузных границ. Большинство существующих экспериментальных методик позволяют исследовать именно приграничный слой. Это определяет необходимость учета приграничных эффектов при трактовке получаемых результатов.

Свойства сверхпроводника p-типа вблизи границы

В данной работе была решена задача о существовании сверхпроводимости около границы в материалах, обладающих как p_x-волновой пространственной симметрией параметра порядка, так и хиральной $p_x+i\,p_y$. Поверхность с конечной шероховатостью моделировалась в рамках модели Овчинникова с помощью тонкого диффузного слоя. Для решения была использована система уравнений Эйленбергера в параметризации Риккати [3]. На ее основе было получено эффективное граничное условие, связывающее квазиклассические функции Эйленбергера на траекториях, приходящих к границе и уходящих от нее. Потенциал спаривания рассчитывался самосогласованно, что позволило рассчитать его пространственную зависимость около границы.

В случае p_x-wave-сверхпроводника, с осью x, направленной по нормали к границе, спаривание около границы почти полностью исчезает вне зависимости от шероховатости границы. Для хирального $p_x+i\,p_y$ параметра порядка поперечная компонента Δ_x также уменьшается, в то время как продольная компонента Δ_y не разрушается при отражении частиц от границы и может даже увеличиться (за счет того, что абсолютное значение потенциала спаривания для p_y-симметрии больше, чем для $p_x+i\,p_y$). В случае шероховатой границы p_y-компонента потенциала спаривания подавляется в несколько раз непосредственно вблизи поверхности на расстояниях сильно меньших длины когерентности в сверхпроводнике.

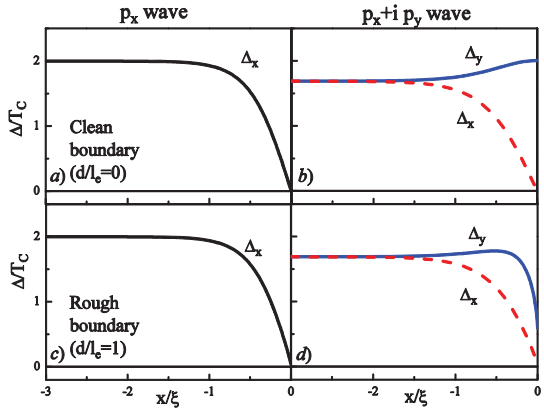


Рисунок 1. Пространственное распределение потенциала спаривания вблизи поверхности.

Подавление потенциала спаривания в окрестности границы приводит к тому, что структура плотности состояний на границе во многом определяется эффектом близости с областью однородного сверхпроводника (рис. 2). Так в случае p_x-симметрии за счет эффекта близости появляются пики при энергиях, равных Δ_x. С другой стороны, отражение частицы в область с другим знаком параметра порядка приводит к формированию нулевого пика, который не разрушается с появлением шероховатости.

Для хирального сверхпроводника, наоборот, спектр серьезно зависит от свойств границы. В случае зеркальной поверхности выделяется два конкурирующих пика. Один из них связан с продольной компонентой потенциала спаривания Δ_y непосредственно на границе, другой появляется за счет эффекта близости с объемной частью сверхпроводника. Положение подщелевого пика зависит от направления движения частицы, и после усреднения по углам он вырождается в подщелевое плато.

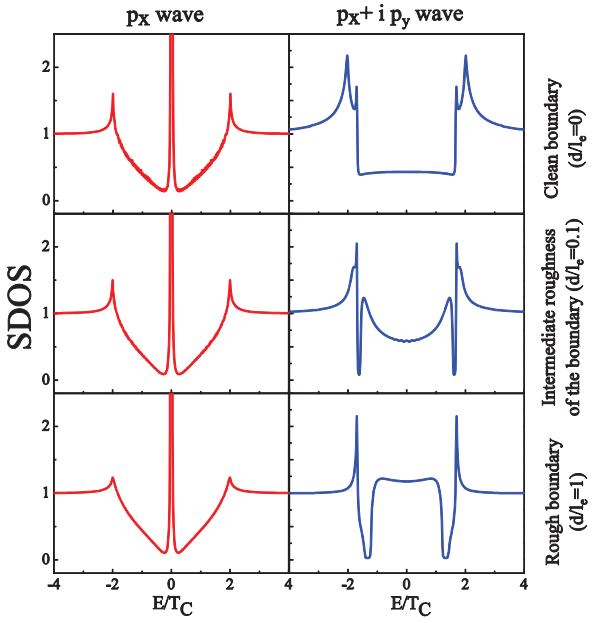


Рисунок 2. Плотность состояний на поверхности в зависимости от ее шероховатости

Однако при увеличении шероховатости границы ситуация качественно изменяется: спаривание непосредственно на границе оказывается подавлено и второй надщелевой пик исчезает. В то же время подщелевая плотность частиц вырастает вплоть до нормальных значений. При этом появляются спектральные ямы в окрестности пиков.

Таким образом, спектр сверхпроводников с хиральным анизотропным потенциалом спаривания p-типа серьезным образом зависит от свойств поверхности, что позволяет из измерений кондактанса или плотности состояний на границе сделать вывод о типе симметрии сверхпроводящих корреляций в объеме сверхпроводника.

Работы проводились при поддержке Минобрнауки РФ, Фонда «Династия», гранта Президента МК-1841.2014.2, стипендии Президента и грантов РФФИ 11- 14-02-31002-мол-а, 14-02-90018-бел-а.

Литература

1. Y. Asano, Y. Tanaka, M. Sigrist and S. Kashiwaya, *Phys. Rev. B* , **71**, 214501 (2005).
2. F. Hardy and A. D. Huxley, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 24, 247006 (2005).
3. A. A. Golubov and M. Yu. Kupriyanov, JETP Lett, **69**, 262 (1999).

Излучение магнонов движущимися абрикосовскими вихрями в ферромагнитных сверхпроводниках и сверхрешётках ферромагнетик/сверхпроводник

А. А. Беспалов[1,2,*], А. С. Мельников[2,3], А. И. Буздин[1]

1 Universite Bordeaux, CNRS, LOMA, UMR 5798, F-33400 Talence, France.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 22, Нижний Новгород, 603950.

*bespalovaa@gmail.com

В системах с сосуществованием ферромагнетизма и сверхпроводимости движущиеся абрикосовские вихри могут возбуждать спиновые волны, или магноны. В приближении уравнений Лондонов и Ландау-Лифшица-Гильберта мы рассчитали силу, действующую на движущиеся абрикосовские вихри со стороны магнитных моментов в ферромагнитных сверхпроводниках и сверхрешётках ферромагнетик/сверхпроводник. Рассмотрены случаи постоянного и переменного тока, приводящего в движение вихри, а также случаи упорядоченной и хаотичной вихревой решётки. Показано, что искомая сила может быть определена экспериментально по вольт-амперной характеристике или поверхностному импедансу образца.

Магнитные свойства структур с сосуществованием магнетизма и сверхпроводимости второго рода могут быть исследованы весьма необычным способом: путём возбуждения магнонов движущимися абрикосовскими вихрями [1]. По отклику вихрей на постоянный или переменный ток можно определить спектр магнонов в образце.

В настоящей работе на основе феноменологических уравнений Лондонов и Ландау-Лифшица-Гильберта мы рассчитывали силу, действующую со стороны магнитных моментов на движущиеся вихри в ферромагнитных сверхпроводниках [2]. В лондоновском приближении свободная энергия такого сверхпроводника может быть взята в виде

$$F = \int \left[\frac{1}{8\pi\lambda^2}\left(\mathbf{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi}\nabla\theta_S \right)^2 + \frac{\mathbf{H}^2}{8\pi} + \frac{KL^2}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i}\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right) + \frac{KM_\perp^2}{2} \right] d^3\mathbf{r}, \qquad (1)$$

где λ — лондоновская длина, Φ_0 — квант потока, θ_S — фаза сверхпроводящего параметра порядка, $\mathbf{H}=\mathbf{B}-4\pi\mathbf{M}$, $\mathbf{M}$ — намагниченность, а L — толщина блоховской доменной стенки. Последний член в уравнении (1) отвечает за магнитокристаллическую анизотропию типа лёгкая ось: здесь K — константа анизотропии, а $M_\perp$ — модуль компоненты намагниченности, перпендикулярной к оси анизотропии. Расчёты проводились в приближении $K\gg1$, которое хорошо выполняется в ферромагнитных сверхпроводниках. Намагниченность определяется из уравнения [3]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma\left(\mathbf{M}\times\frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}} \right) + \frac{\nu}{M^2}\left(\mathbf{M}\times\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right), \qquad (2)$$

где γ —гиромагнитное отношение, а ν — константа диссипации. Магнитное поле определяется из уравнения Лондонов $\delta F/\delta\mathbf{A} = 0$. Сила, действующая на вихрь со стороны магнитных моментов, усреднённая по всем вихрям и отнесённая к единице длины вихря, равна $\mathbf{f}_M = -N_v^{-1}\int M_z \nabla h_z d^2\boldsymbol{\rho}$, где N_v — концентрация вихрей, а h_z — z-компонента поля вихрей. Для простоты мы полагаем, что вихри прямые и направлены вдоль оси z.

Пусть вихри приводятся в движение постоянным током, так что средняя скорость вихрей равна $\mathbf{V}_L$. Предполагая, что вихревая решётка близка к идеальной, получаем

$$\mathbf{f}_M = -\gamma\nu B_0\Phi_0 \sin^2\theta \sum_{\mathbf{G}} \frac{\mathbf{G}(\mathbf{G}\mathbf{V}_L)}{(1+\lambda^2 G^2)^2} \times$$

$$\times \frac{(\mathbf{G}\mathbf{V}_L)^2 + \omega^2(G)}{[\omega^2(G) - (\mathbf{G}\mathbf{V}_L)^2]^2 + 4(\nu/M)^2\omega^4(G)}, \qquad (3)$$

где $\mathbf{B}_0$ — среднее магнитное поле внутри сверхпроводника, θ — угол между осью z и лёгкой осью намагниченности, а суммирование идёт по векторам **G** решётки, обратной к решётке вихрей. Функция $\omega(G) = \omega_F(1 + L^2G^2)$ даёт спектр магнонов в обменном приближении, где $\omega_F = \gamma MK$ — частота ферромагнитного резонанса. Из формулы (3) следует, что сила имеет максимумы при $\omega(G) = \mathbf{V}_L\mathbf{G}$. Тогда происходит черенковская генерация магнонов с волновым вектором **G**. Вследствие этого на зависимости тока через образец от напряжения должна наблюдаться серия пиков. Из-за того, что сила $\mathbf{f}_M$, вообще говоря, не параллельна скорости вихрей, добавка к плотности тока за счёт этой силы не параллельна напряжённости электрического поля.

В реальных образцах упорядоченность вихревой решётки может быть сильно нарушена за счёт взаимодействия вихрей с центрами пиннинга. В приближении хаотично расположенных вихрей мы получили

$$\mathbf{f}_M = -\frac{\gamma M\Phi_0^2 \sin^2\theta}{8\lambda^4\omega_F^2}\Theta(V_L - V_{\text{th}})\mathbf{V}_L \qquad (4)$$

для $V_L << \lambda\omega_F$. Здесь $V_{\text{th}} = 2L\omega_F$ — скорость вихря, соответствующая порогу генерации магнонов. Следствием формулы (4) является наличие ступеньки по току на вольт-амперной характеристике образца.

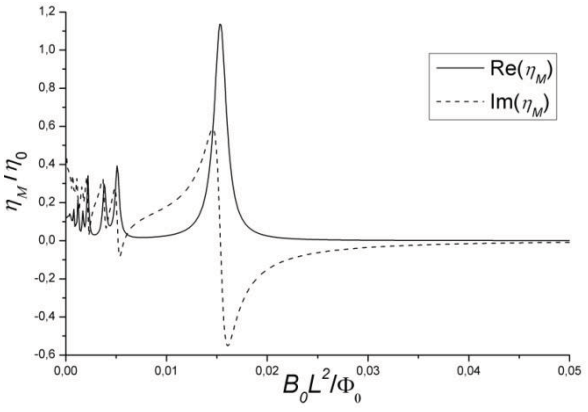


Рисунок 1. Зависимость магнитной вязкости вихря от магнитного поля: случай идеальной треугольной решётки.

Если приводить вихри в движение гармоническим током малой амплитуды с частотой ω, то сила $\mathbf{f}_M$ принимает вид $\mathbf{f}_M = -\eta_M\dot{\mathbf{R}}e^{-i\omega t} - \eta_M^*\dot{\mathbf{R}}^*e^{i\omega t}$, где η_M — комплексная вязкость, а $\dot{\mathbf{R}}$ — амплитуда колебаний скорости вихрей. Результаты расчёта зависимости вязкости от магнитного поля для частоты $\omega = 1.7\omega_F$ представлены на рис. 1. Пики на графике соответствуют резонансам $\omega = \omega(G)$. В пределе хаотично расположенных вихрей вязкость не зависит от магнитного поля. График зависимости η_M от частоты в этом пределе приведён на рис. 2. На обоих рисунках вязкость нормируется на величину $\eta_0 = \gamma M\Phi_0^2 \sin^2\theta/(2\lambda^4\omega_F^2)$. Экспериментально величина η_M может быть определена путём измерения поверхностного импеданса образца [4].

Наши результаты могут быть обобщены на случай сверхрешёток сверхпроводник / ферромагнетик [5], если период структуры много меньше межвихревого расстояния и толщины доменной стенки *L*.

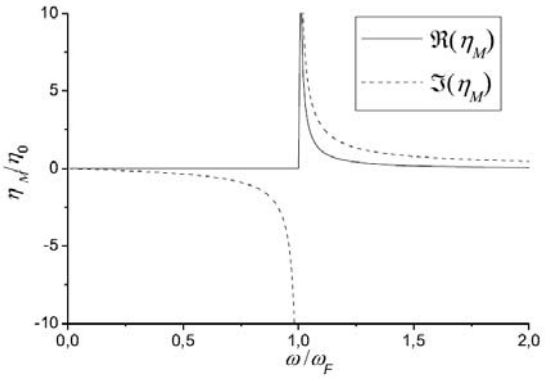


Рисунок 2. Зависимость магнитной вязкости вихря от частоты в пределе хаотичного расположения вихрей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, европейской программы COST и французской национальной программы ANR «electroVortex».

Литература

1. L. N. Bulaevskii, M. Hruška, and M. P. Maley // Phys Rev. Lett., V. 95, 207002 (2005).
2. J. Flouquet and A. Buzdin // Physics World, V. 15, 41 (2002).
3. T. L. Gilbert // IEEE Trans. Magn., V. 40, 3443 (2004).
4. E. B. Sonin and K. B. Traito // Phys. Rev. B, 50, 13547 (1994).
5. M. A. Uribe-Laverde *et al.* // Phys. Rev. B, 87, 115105 (2013).

Комплексная лондоновская длина и притяжение вихрей в структурах ферромагнетик/сверхпроводник

А. А. Беспалов[1,2,*], А. И. Буздин[1]

1 Universite Bordeaux, CNRS, LOMA, UMR 5798, F-33400 Talence, France.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*bespalovaa@gmail.com

В лондоновском приближении определено магнитное поле абрикосовского вихря в структурах сверхпроводник / ферромагнетик с сильной пространственной дисперсией магнитной восприимчивости. Такими структурами, в частности, являются ферромагнитные сверхпроводники вблизи точки Кюри и сверхрешётки сверхпроводник / ферромагнетик с большой толщиной блоховской доменной стенки. Показано, что поле вихря в данных системах может иметь пространственные осцилляции, что приводит к притяжению вихрей на некоторых расстояниях. Как следствие, фазовый переход из мейснеровского в вихревое состояние будет переходом первого рода.

В настоящей работе мы исследовали магнитное поле вихрей в ферромагнитных сверхпроводниках [1] в парамагнитном состоянии (температура сверхпроводящего перехода выше температуры Кюри T_c) и в слоистых структурах ферромагнетик-сверхпроводник — см. рис. 1. В ферромагнитном сверхпроводнике при температуре $T > T_c$ (далее для краткости такая система будет называться парамагнитным сверхпроводником) в лондоновском приближении магнитное поле **b** вихря, ориентированного вдоль оси z, может быть определено из уравнения

$$-\nabla^2\mathbf{b}+\frac{\mathbf{b}}{\lambda^2}=\frac{\Phi_0}{\lambda^2}\mathbf{z}_0\delta(\boldsymbol{\rho})+4\pi\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{m}. \qquad (1)$$

Здесь λ — лондоновская длина, Φ_0 — квант магнитного потока, а **m** — намагниченность, которая связана с напряжённостью магнитного поля соотношением $\mathbf{m}=\hat{\chi}\mathbf{h}$, где $\hat{\chi}$ — оператор восприимчивости, а **h** = **b** - 4π**m**. Сделав преобразование Фурье по координатам *x* и *y* в уравнении (1), получаем следующее выражение для фурье-образа компоненты поля h_z:

$$h_{qz}=\frac{(2\pi)^{-2}\Phi_0}{[q^2\lambda^2+1+4\pi\chi_{zz}(q)]}=\int h_z e^{-i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho}}\frac{d^2\boldsymbol{\rho}}{4\pi^2}. \qquad (2)$$

Аналогичное выражение может быть получено и для слоистой системы ферромагнетик / сверхпроводник. Мы ограничиваемся рассмотрением случая, когда вихри ориентированы поперёк слоёв, как на рис. 1b.

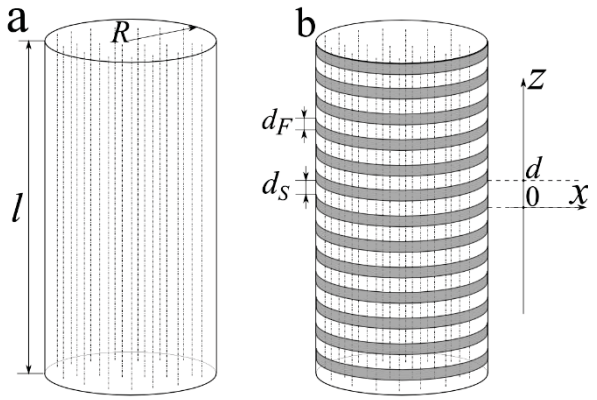


Рисунок 1. Ферромагнитный сверхпроводник в форме тонкого цилиндра (a) и слоистая система ферромагнетик / сверхпроводник (b). Пунктирные линии обозначают вихри.

Восприимчивость ферромагнетика в парамагнитном состоянии вблизи точки Кюри в обменном приближении даётся формулой [2] $\chi_{zz}(q)=\chi_0/(\tau+a^2q^2)$ при $qa<<1$, где χ_0 — константа меньше или порядка единицы, a — величина порядка межатомного расстояния, а $\tau = (T - T_c)/T_c$. В ферромагнитном состоянии, если имеется лёгкая ось намагничивания, совпадающая с осью *x*, то восприимчивость равна $\chi_{zz}(q)=K^{-1}(1+L^2q^2)^{-1}$ [2,3], где K — константа анизотропии, а L — длина порядка толщины блоховской доменной стенки.

Подставив восприимчивость в явном виде в формулу (2) и сделав обратное преобразование Фурье, получаем

$$h_z = \frac{\Phi_0}{\pi\lambda^2}\Re\left[\frac{q_1^{*2}}{q_1^{*2}-q_1^2}K_0(q_1\rho)\right], \qquad (3)$$

где $q_1^2 = [\tilde{a}^{-2} + i(4\tilde{a}^{-2}\tilde{\lambda}^{-2} - \tilde{a}^{-4})^{1/2}]/2$, $\tilde{\lambda} = \lambda(\tau/4\pi\chi_0)^{1/2}$, $\tilde{a} = a\tau^{-1/2}$, а K_0 — функция Макдональда. Комплексная величина q_1^{-1} по сути представляет собой эффективную лондоновскую длину парамагнитного сверхпроводника. Формула (3) справедлива при условии $2\tilde{a} > \tilde{\lambda}$, что является условием возникновения осцилляций поля вихря. Действительно, из асимптотической формулы для функции Макдональда, $K_0(z) \approx (\pi/2z)^{1/2}e^{-z}$ при $|z|>>1$, следует, что поле **h** испытывает пространственные осцилляции. Заметим, что именно поле **h** определяет потенциал взаимодействия F_{int} двух вихрей: $F_{\text{int}} = l\Phi_0 h_z(r)/4\pi$, где l — длина вихрей, а r — расстояние между ними. Таким образом, при условии $2\tilde{a} > \tilde{\lambda}$ отталкивание между вихрями на некотором расстоянии сменяется притяжением.

В работе [4] утверждается, что притяжение между вихрями возникает также в магнитном сверхпроводнике с достаточно большой магнитной восприимчивостью без пространственной дисперсии. По-видимому, данный вывод является ошибочным и связан с некорректным определением энергии взаимодействия вихрей в работе [4].

Для слоистой системы сверхпроводник / ферромагнетик условие возникновения осцилляций поля вихря имеет вид

$$\left|\lambda_{\text{eff}} - L\sqrt{1+4\pi K^{-1}}\right| < \sqrt{L^2-\lambda^2}\sqrt{4\pi K^{-1}}, \qquad (4)$$

где $\lambda_{\text{eff}}=(d/d_S)^{1/2}\lambda$, d — период структуры, а d_S — толщина сверхпроводящего слоя. Чтобы удовлетворить условию (4), следует использовать ферромагнетик с достаточно большой толщиной доменной стенки ($L>\lambda$), например пермаллой [5].

Известно, что притяжение между абрикосовскими вихрями приводит к тому, что фазовый переход из мейснеровского состояния в вихревое становится переходом первого рода [6]: при увеличении внешнего магнитного поля равновесная концентрация вихрей возрастает скачком от нуля до некоторого конечного значения. Данный эффект имеет место и в структурах, рассмотренных в настоящей работе. Мы рассчитали численно зависимость концентрации вихрей n_v в парамагнитном сверхпроводнике от внешнего поля H_e, направленного вдоль оси z (см. рис. 1). Предполагалось, что вихри образуют правильную треугольную решётку (которая оказывается энергетически выгоднее квадратной). Результаты расчёта представлены на рис. 2. Здесь $\lambda_0 = (a\lambda)^{1/2}(4\pi\chi_0)^{1/4}$, $H_e' = H_e - H_{c10}$, $H_{c10} = 4\pi f_v/\Phi_0$, а f_v — энергия изолированного вихря единичной длины. Отметим, что в сверхпроводнике с отталкивающимися вихрями нижнее критическое поле H_{c1} совпадает с величиной H_{c10}, в нашем же случае $H_{c1} < H_{c10}$.

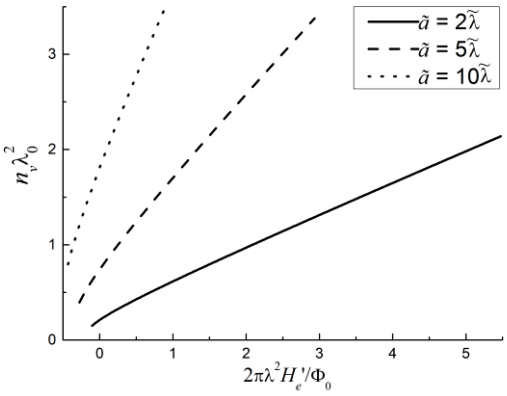


Рисунок 2. Зависимости концентрации вихрей в парамагнитном сверхпроводнике от внешнего магнитного поля. Кривые обрываются слева при нижнем критическом поле.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, европейской программы COST и французской национальной программы ANR «electroVortex».

Литература

1. M. L. Kulic and A. I. Buzdin // *Superconductivity*, V. 1, pp.163-200, edited by K. H. Bennemann and J. B. Ketterson (Springer, Berlin, 2008).
2. Р. Уайт, «Квантовая теория магнетизма». Пер. с англ. 2-е изд., испр и доп. — М.: Мир, 1985.
3. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, «Статистическая физика», ч. 2. М.: Наука, 1978.
4. S.-Z. Lin, L. N. Bulaevskii, and C. D. Batista // Phys. Rev. B, V. 86, 180506(R) (2012).
5. T. Trunk *et al.* // J. Appl. Phys., V. 89, 7606 (2001).
6. A. E. Jacobs // Phys. Rev. B, V. 4, 3022 (1971).

Бистабильное состояние в гетероструктурах сверхпроводник/ферромагнетик

А. М. Бобков *, И. В. Бобкова §

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл., ул.Академика Осипьяна, д.2, 142432, Россия

*bobkov@issp.ac.ru, §bobkova@issp.ac.ru

Показано, что S/F-бислой может находиться в бистабильном состоянии. Одно из этих состояний всегда нормальное, а второе сверхпроводящее. Обсуждаются возможные экспериментальные проявления эффекта. В частности, это переход в сверхпроводящее состояние при повышении температуры и гистерезисное поведение системы в магнитном поле.

Введение

Хорошо известно, что эффект близости в S/F-гетероструктурах не сводится к простому подавлению сверхпроводимости. В затронутой эффектом близости области могут возникать многие нетривиальные явления. Среди них осциллирующее поведение волновой функции куперовской пары внутри ферромагнетика [1], которое приводит к формированию джозефсоновских pi-контактов [2] и немонотонной зависимости критической температуры от толщины S/F-бислоя [3]. Стоит также отметить недавнее предсказание возможности реализации в S/F-бислоях FFLO-состояния [4].

Здесь мы рассматриваем еще одно новое явление, которое может возникать в S/F-бислоях в результате эффекта близости. Параметры бислоя, необходимые для его наблюдения, выглядят вполне достижимыми в современных экспериментах. Речь идет о том, что S/F-бислой может находиться в своего рода бистабильном состоянии: одно состояние основное (соответствующее глобальному минимуму свободной энергии) и другое - метастабильное. Одно из этих состояний всегда нормальное, а другое сверхпроводящее. Подобный эффект может возникать как в равновесном, так и в неравновесном S/F-бислое. Переключение между этими состояниями может осуществляться с помощью управляющего внешнего параметра: например, магнитного поля для равновесного S/F-бислоя или управляющего напряжения для неравновесного.

Стоит отметить, что, в то время как бистабильное состояние в сверхпроводниках (и в том числе в S/N-гетероструктурах) в неравновесных условиях широко обсуждалось в литературе [5], мы предсказываем возможность подобных явлений в том числе и в равновесной S/F-гетероструктуре, которая не находится под действием внешнего тока.

Модель и метод расчета

Мы решаем микроскопическое уравнение самосогласования для сверхпроводящего параметра порядка в S/F-бислое и показываем, что в определенном диапазоне параметров оно имеет два ненулевых решения. Предполагается, что к системе приложено внешнее магнитное поле, параллельное плоскости бислоя. При вычислениях мы предполагаем, что (i) S - это синглетный s-wave-сверхпроводник; (ii) система находится в грязном пределе, так что в S и F слоях решаются нелинеаризованные уравнения Узаделя для квазиклассических гриновских функций, которые на S/F-границе сшиваются с помощью граничных условий Куприянова-Лукичева; (iii) толщины S и F слоев при расчетах полагаются меньшими соответствующих длин когерентности. Это условие существенно облегчает расчеты, так как позволяет пренебречь пространственным изменением сверхпроводящего параметра порядка и гриновских функций на толщине S и F слоев. Однако сам эффект имеет место и за рамками этого условия.

Результаты

Решения уравнения самосогласования как функция температуры показаны на рис.1. Полученные ненулевые решения уравнения самосогласования являются экстремумами функционала свободной энергии. При этом нормальное состояние также всегда является его экстремумом. Рассмотрим сначала нулевое магнитное поле. Мы показали, что (i) верхнее решение дает минимум свободной энергии и отвечает сверхпроводящему состоянию; (ii) в об-

ласти температур $T < T^*$ нормальное состояние также отвечает минимуму свободной энергии, а нижнее решение дает максимум, т.е. устойчивые нормальное и сверхпроводящее состояния отделены друг от друга энергетическим барьером. Здесь T^* - точка исчезновения нижнего решения. Таким образом, в этой области температур мы имеем бистабильное состояние. Для $T_c > T > T^*$ устойчиво только сверхпроводящее состояние, соответствующее верхнему решению.

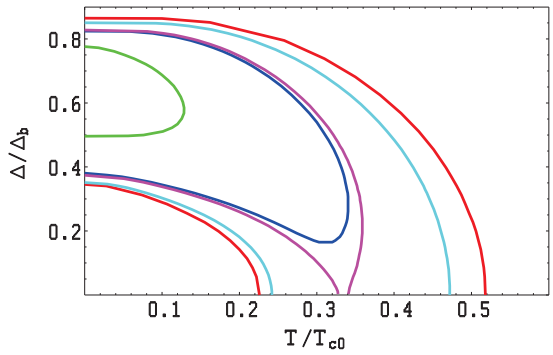


Рисунок 1. Решения уравнения самосогласования как функция температуры для разных магнитных полей. Красные кривые отвечают нулевому полю.

Рассмотрим возможные экспериментальные проявления бистабильного состояния. Поведение системы при изменении температуры для разных магнитных полей представлено на рис.2. В зависимости от величины поля существует три различных режима эволюции состояния системы. Для достаточно низких полей (правая вставка в рис.2): если система при $T = 0$ находится в сверхпроводящем состоянии, то ее температурное поведение стандартно. Если система при $T = 0$ в нормальном состоянии, то при повышении температуры происходит переход в сверхпроводящее состояние.

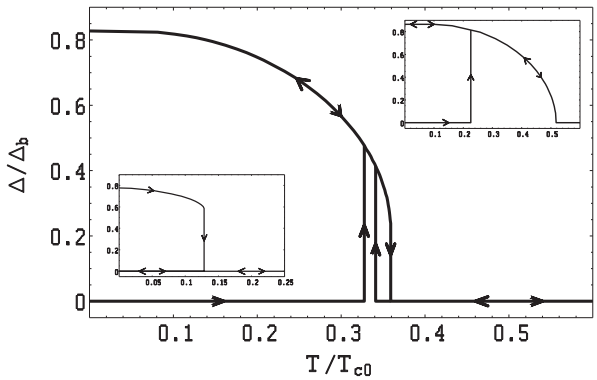


Рисунок 2. Зависимость параметра порядка в системе от температуры для различных магнитных полей.

Для высоких полей ситуация обратная (левая вставка на рис.2): при охлаждении система не переходит в сверхпроводящее состояние, оставаясь нормальной. В узкой промежуточной области полей система обладает гистерезисом при изменении температуры (основная панель рис.2).

Бистабильное состояние может также приводить к гистерезисной зависимости от магнитного поля (рис.3). Такое поведение имеет место для $T > T^*$.

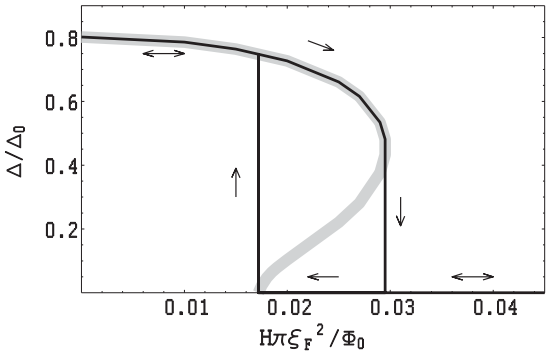


Рисунок 3. Зависимость сверхпроводящего параметра порядка в системе от магнитного поля.

При отсутствии внешних воздействий на систему область параметров, где может реализоваться бистабильное состояние, достаточно узка и находится на границе подавления сверхпроводимости ферромагнетиком. Однако она может быть расширена при воздействии некоторых внешних факторов: создании неравновесного распределения или приложении магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-02-00723.

Литература

1. A. I. Buzdin // Reviews of Modern Physics, V. 77, 935 (2005).
2. A. I. Buzdin et al. // JETP Letters, V. 35, 178 (1982); V. V. Ryazanov et al. // Physical Review Letters, V. 86, 2427 (2001).
3. V. Zdravkov et al. // Physical Review Letters, V. 97, 057004 (2006).
4. S. Mironov, A. Mel'nikov, and A. Buzdin // Physical Review Letters, V. 109, 237002 (2012).
5. I. Snyman and Yu.V. Nazarov // Physical Review B, V. 79, 014510 (2009).

Повышение критической температуры сверхпроводящих гетероструктур в FFLO-состоянии орбитальным эффектом магнитного поля

И. В. Бобкова *, А. М. Бобков §

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл., ул.Академика Осипьяна, д.2, 142432, Россия

*bobkova@issp.ac.ru, §bobkov@issp.ac.ru

Хорошо известно, что орбитальный эффект магнитного поля подавляет сверхпроводимость. Мы показываем, что для сверхпроводящей гетероструктуры, которая находится в FFLO-состоянии вблизи критической температуры при нулевом внешнем магнитном поле, орбитальный эффект внешнего магнитного поля может повышать критическую температуру системы.

Введение

Хорошо известно, что орбитальный (или электромагнитный) эффект магнитного поля обычно приводит к подавлению критической температуры в сверхпроводниках. Вообще, усиление или, по крайней мере, восстановление сверхпроводимости магнитным полем – это контринтуитивное явление. В этом докладе на примере двух различных гетероструктур мы показываем, что если система находится в FFLO-состоянии вблизи критической температуры при отсутствии внешнего поля, орбитальный эффект приложенного магнитного поля может привести к увеличению критической температуры. Причем критическая температура становится выше, чем для системы в нулевом поле.

Для объемного сверхпроводника в однородном обменном поле было предсказано, что в достаточно узкой области обменных полей, превышающих парамагнитный предел, сверхпроводимость может существовать в виде неоднородного состояния с пространственно модулированной волновой функцией куперовской пары (FFLO-состояние) [1]. Характерной особенностью такого FFLO-состояния является то, что оно может существовать только при низких температурах.

Недавно в работе [2] было показано, что FFLO-состояние может быть реализовано в S/F-гетероструктурах и это состояние может существовать вблизи критической температуры. Эффект, обсуждаемый нами, – увеличение критической температуры орбитальным эффектом внешнего поля – может реализовываться как раз в таких системах. В своем докладе мы будем концентрироваться на двух системах: (i) равновесном S/F-бислое, рассмотренном в [2], и (ii) неравновесном S/N-бислое. Как было показано в [3], в таком немагнитном бислое, при условии создания определенного неравновесного распределения квазичастиц в нем, также возможно получить FFLO-состояние при температурах, близких к критической. Поэтому эта система также является возможным кандидатом для реализации рассматриваемого эффекта.

Модель, метод расчета, результаты

Как было показано в [2], в S/F-бислое может быть реализовано FFLO-состояние вблизи критической температуры (в нулевом внешнем магнитном поле). Теперь предположим, что к системе приложено слабое внешнее магнитное поле, параллельное плоскости бислоя (*yz* – плоскость). Ось *x* направлена перпендикулярно плоскости бислоя. Векторный потенциал $A = (0, H_z x, -H_y x) + A_0$ также выбирается параллельным плоскости бислоя. При вычислениях мы предполагаем, что (i) S – это синглетный s-wave-сверхпроводник; (ii) система находится в грязном пределе, так что в S и F слоях решаются уравнения Узаделя для квазиклассических гриновских функций, которые на S/F-границе сшиваются с помощью граничных условий Куприянова-Лукичева; (iii) толщина S-слоя $d_S \ll \xi_S$, где ξ_S – сверхпроводящая длина когерентности. Это условие позволяет пренебречь пространственным изменением сверхпроводящего параметра порядка и гриновских функций на толщине S-слоя; (iv) так

как мы работаем вблизи критической температуры, уравнения Узаделя могут быть линеаризованы по отношению к аномальной гриновской функции.

В рассматриваемом FFLO-состоянии куперовская пара имеет ненулевой суммарный импульс в плоскости бислоя. Поэтому мы ищем решение для аномальной гриновской функции и сверхпроводящего параметра порядка в виде $f(\vec{r}) = f(x)\exp(i\vec{k}\vec{r}_{||})$ и $\Delta(\vec{r}) = \Delta\exp(i\vec{k}\vec{r}_{||})$, соответственно. Аномальная гриновская функция вычисляется из уравнения Узаделя вплоть до второго порядка по величине внешнего магнитного поля. Важно, что в нашем случае, когда пара имеет ненулевой импульс без внешнего поля, аномальная гриновская функция отлична от нуля в первом порядке по полю, чего не происходит для пар с нулевым суммарным импульсом. В сверхпроводнике аномальная гриновская функция $f_S \propto (\vec{n}\times\vec{k})\vec{H}$, где $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к плоскости бислоя. При подстановке в уравнение самосогласования это сразу дает, что критическая температура бислоя растет по сравнению со своим значением для нулевого поля, если поле имеет компоненту вдоль вектора $\vec{n}\times\vec{k}$, и подавляется полем при изменении направления поля на противоположное.

На рис. 1 приведена зависимость относительного увеличения критической температуры бислоя от величины приложенного магнитного поля. Рис.1 соответствует случаю максимального эффекта – векторы $\vec{H}$ и $\vec{n}\times\vec{k}$ параллельны. При изменении знака поля эффект усиления сменяется подавлением критической температуры.

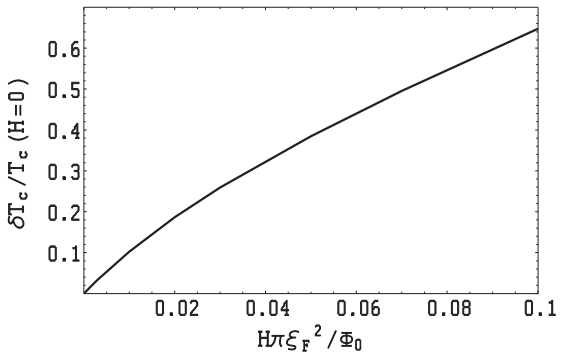


Рисунок 1. Зависимость относительного изменения критической температуры S/F-бислоя от величины приложенного магнитного поля

Представленный результат достаточно общий и имеет место не только для S/F-бислоев в FFLO-состоянии. В частности, как было показано в работе [3], FFLO-состояние вблизи критической температуры также может быть реализовано в S/N-бислое в неравновесных условиях. Для этой системы результат качественно тот же самый – приложенное параллельно плоскости бислоя поле может увеличивать критическую температуру бислоя. Разница только количественная: скорость роста критической температуры от величины поля зависит от величины импульса куперовской пары $\vec{k}$ в нулевом поле и параметров системы.

Обсуждение результатов

Здесь качественно обсуждаются причины эффекта. Сначала рассмотрим случай нулевого внешнего поля. Ненулевой импульс пары, с одной стороны, повышает выгодность сверхпроводящего состояния за счет уменьшения распаривания эффективным обменным полем. С другой стороны, чем больше импульс пары, тем больше распаривание примесями. В гетероструктурах, при определенных параметрах, первый эффект доминирует над вторым и FFLO-состояние может реализоваться.

Теперь приложим поле. Это приводит к замене импульса пары k на обобщенный импульс $k-(2e/c)Hx$, который линейно зависит от координаты, перпендикулярной плоскости бислоя. Далее, упрощенно мы можем работать с двумя значениями обобщенного импульса: усредненное значение по F-слою k_F и усредненное значение по S-слою k_S. Если поле направлено таким образом, что $k_F > k$, а $k_S < k$, то условия для существования сверхпроводящего состояния с ненулевым импульсом пары становятся более выгодными по двум причинам: (i) эффективное обменное поле уменьшается; (ii) распаривание при рассеянии на примесях в сверхпроводнике также уменьшается. В результате, критическая температура сверхпроводника повышается.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №12-02-00723.

Литература

1. А. И. Ларкин и Ю. Н. Овчинников // ЖЭТФ, т. 47, 1136 (1964); P. Fulde and R.A. Ferrel // Physical Review, V. 135, A550 (1964).
2. S. Mironov, A. Mel'nikov, and A. Buzdin // Physical Review Letters, V. 109, 237002 (2012) .
3. I.V. Bobkova and A.M. Bobkov // Physical Review B, V. 88, 174502 (2013).

Инженерия пи-контактов сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник

В. В. Больгинов[1,*], А. Н. Россоленко[1], Д. С. Баранов[1,2]

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, г. Черноголовка, Моск. обл., 142432.

2 Факультет ФФХИ, МГУ им. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, г. Москва, 119991, Россия.

*bolg@mail.ru

В работе изложены последние достижения в области изготовления пи-контактов Nb-CuNi-Nb. Показано, что путем оптимизации технологии изготовления образцов могут быть получены пи-контакты с критической плотностью тока до 20 кА/см^2. Это делает еще более реалистичным использование таких контактов в цифровых и квантовых логических схемах в качестве источников фазового сдвига. Одновременно было обнаружено, что в композитных джозефсоновских барьерах нормальный металл – ферромагнетик (например, Cu-CuNi) важную роль могут играть процессы межслойной диффузии, которые уменьшают эффективную толщину ферромагнитного слоя. Это дает возможность для очень плавной регулировки толщины барьера, критической плотности тока и даже знака ток-фазового соотношения уже изготовленных образцов Nb-Cu-CuNi-Nb. На основе полученных данных предложена новая технология изготовления 0-пи-контактов с ферромагнитным барьером. Приведены результаты первых экспериментов по тестированию таких структур. Дальнейшее развитие данной технологии должно привести к реализации джозефсоновских структур, содержащих отрицательную второую гармонику в ток-фазовом соотношении, которые являются источниками фазового сдвига на произвольную величину 0<φ<π (фи-контакт).

Исходная цель данной работы состояла в разработке оптимальной технологии изготовления переходов Nb-CuNi-Nb, обеспечивающей максимально возможную критическую плотность тока в пи-состоянии, характеризующемся отрицательным ток-фазовым соотношением $I = -|I_C|\sin\varphi$. Ранее в работе [1] было показано, что критическая плотность тока 1 кА/см^2 может быть достигнута при использовании «технологии послойной сборки», при которой слои сверхпроводника и ферромагнетика осаждаются в отдельных вакуумных циклах с предварительной ионной очисткой поверхности предыдущего слоя. Исходной целью данной работы являлось использование другой, трехслойной технологии, при которой осаждение слоев сверхпроводника и ферромагнетика производится в самом начале в едином вакуумном цикле. Предполагалось, что использование трехслойной технологии позволит улучшить прозрачность границ раздела и увеличить максимальный критический ток пи-контактов. Поставленная цель была достигнута, однако весьма неожиданным образом.

Эксперименты показали, что изменение технологии уменьшило сопротивление границ раздела примерно на 30%. Это не очень много, поэтому оба набора данных $j_c(d_F)$ имеют общую огибающую, описывающую экспоненциальное убывание критической плотности с характерной длиной 1.3 нм (рис. 1). Удивление вызывает смещение положения 0-пи-переходов в меньшую сторону при использовании трехслойной технологии. Из-за этого максимальная критическая плотность тока увеличилась примерно в 20 раз по сравнению с работой [1].

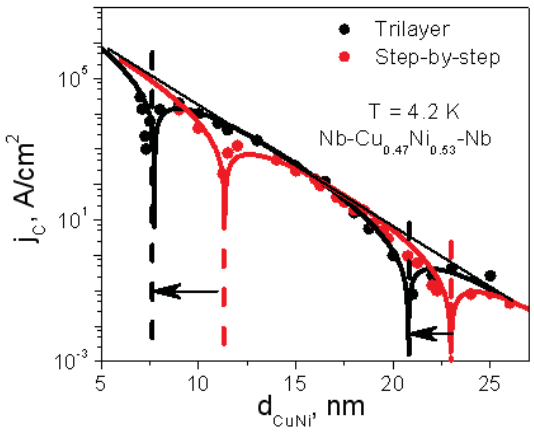


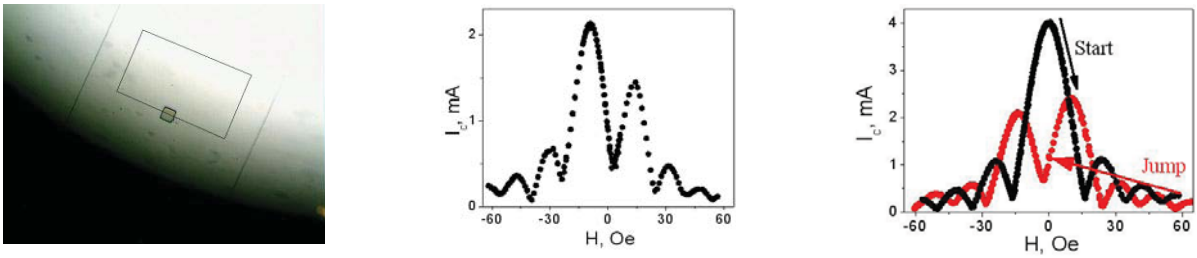
Рисунок 1. Зависимость критической плотности тока от толщины CuNi-барьера для «трехслойной» (черная кривая) и «послойной» (красная кривая) технологии.

Природа данного смещения оказалась связанной с композитным составом джозефсоновского барьера при технологии послойной сборки: CuNi/Cu. За счет процессов диффузии на границе раздела происходит размытие слоя CuNi, что приводит к появлению dead-слоя, не принимающего участие в создании знакопеременной сверхпроводимости. Эта

гипотеза была проверена путем включения в состав барьера двух медных слоев — при этом положение первого 0-пи-перехода сдвинулось в сторону больших толщин. Таким образом удалось объяснить эффект старения — уменьшения толщины ферромагнитного барьера послойно изготовленных образцов с течением времени или под действием умеренно высокой температуры.

Использование межслойной диффузии открывает новые возможности для реализации джозефсоновских переходов со структурированным ферромагнитным барьером. Интерес к таким образцам связан с предсказаниями о наличии отрицательной второй гармоники в контактах с чередующимися 0- и пи-областями [2]. При определенном соотношении критических плотностей тока для области 0- и пи-состояния может быть реализован фи-контакт, обладающий в основном состоянии промежуточной разностью фаз. Нами было показано, что активируя межслойную диффузию низкотемпературным отжигом мы можем регулировать эффективную толщину ферромагнитного барьера с точностью до долей ангстрема, и это дает возможность получить требуемое соотношение критических плотностей на уже изготовленном образце.

Технология изготовления структурированных контактов начинается с осаждения и формирования двухслойного нижнего сверхпроводящего электрода Cu/Nb. Затем формируется медный подслой в форме прямоугольника при помощи аргонового травления. Далее, после ионной очистки, осаждается бислой Cu-Ni/Nb и формируется меза 10x10 мкм^2 при помощи фотолитографии и плазмохимического травления. Важно, что лишь половина мезы «наползает» на подслой (рис. 2а) и подвержена межслойной диффузии. На второй половине барьер является однослойным (CuNi) и не изменяет своих свойств при умеренно высокой температуре (90-100ºC). Дальнейшее изготовление происходит аналогично «трехслойному» технологическому процессу.



а б в

Рисунок 2. а) Фотография маски «мезы» для 0-пи контакта. Прямоугольник отображает границу медного подслоя. б,в) Зависимость критического тока 0-пи контакта от магнитного поля в параллельной и перпендикулярной геометрии.

На рис. 2б показана зависимость критического тока 0-пи-контакта от внешнего магнитного поля, параллельного границе 0-пи-раздела. Толщина слоя CuNi выбиралась в точке пересечения красной и черной кривых на рис. 1, чтобы критические плотности тока были одинаковы для обеих технологий. Действительно, тестовые образцы («послойный» и трехслойный) демонстрировали идеальные фраунгоферовы зависимости Ic(H) с амплитудой критической плотности около 4 кА/см^2. Однако кривая на рис. 2б имеет минимум около нулевого магнитного поля, что свидетельствует о разделении образца на области 0- и пи-состояния.

Удивительные явления наблюдаются в «перпендикулярной» геометрии. Логично было бы ожидать, что при приложении магнитного поля перпендикулярно 0-пи-границе мы должны наблюдать фраунгоферову зависимость Ic(H) с уменьшенной амплитудой. Однако из рис. 2в видно, что амплитуда критического тока равна 4 мА — то есть образец находится в магнитно-однородном 0-состоянии. Такое состояние достаточно сложно получить (требуется очень «аккуратное» охлаждение), и оно является неустойчивым: малейшее магнитное возмущение приводит к возникновению 0-пи-состояния, причем граница раздела перпендикулярна границе медного подслоя.

Работа подготовлена в рамках проекта РФФИ № 13-02-01106.

Литература

1. V.A. Oboznov et al. // Phys. Rev. Lett. 96, 197003 (2006).
2. A. Buzdin, A. E. Koshelev // Phys. Rev. B. 67, 220504(R) (2003).

Расчет электронного транспорта в гетероструктурах, содержащих многозонные сверхпроводники

А. В. Бурмистрова[1,2,*], И. А. Девятов[1]

1 НИИЯФ, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 1(2), Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

2 Московский государственный педагогический университет, 1, ул. Малая Пироговская, Москва, 119992, Россия

*burangelina@yandex.ru

В рамках приближения сильной связи теоретически рассчитаны проводимости контактов вида нормальный металл/изолятор/одноорбитальный сверхпроводник с p-типом сверхпроводящего спаривания (N/I/Sp). Объяснено наблюдаемое экспериментально как появление пика при нулевом напряжении, так и его расщепление в зависимости от толщины слоя изолятора. В рамках этой же микроскопической теории развит вариант техники решеточной функции Грина в мацубаровом представлении. Используя разработанный подход, рассчитаны фазовые и температурные зависимости тока Джозефсона для контакта сверхпроводника s-типа и многозонного железосодержащего сверхпроводника (ферропниктида) для различных ориентаций границы по отношению к кристаллографическим осям пниктида.

Введение

Изучение высокотемпературной сверхпроводимости в ферропниктидах чрезвычайно интересно как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. С фундаментальной точки зрения ферропниктиды интересны как многозонные сверхпроводники с возможно реализующимися в них как необычными симметриями параметра порядка, так и необычными видами сверхпроводящего спаривания. С прикладной точки зрения интерес представляет относительно высокое значение критической температуры ферропниктидов. Исследование свойств сверхпроводящих перовскитов (Sr_2RuO_4) также представляет колоссальный интерес в настоящее время в связи с необычной симметрией параметра порядка в них. Одним из возможных способов окончательного определения симметрии параметра порядка таких необычных сверхпроводников является исследование транспортных свойств структур, их содержащих.

Проводимости контактов со сверхпроводником с p-типом спаривания

В рамках модели сильной связи, используя полученные в [1,2] граничные условия, были рассчитаны усредненные по волновому вектору, параллельному границе, проводимости контактов нормальный металл/изолятор/одноорбитальный сверхпроводник с p-типом сверхпроводящего спаривания ($N/I/S_p$-контакты), изображенные на рис. 1. В приближении сильной связи зависимость параметра порядка от волнового вектора моделировалась как $\Delta_0.(sink_x+isink_y)$. Параметр хоппинга через границу выбран равным $\gamma=0.5t$, где t представляет собой параметр хоппинга в сверхпроводнике между ближайшими соседями. Из анализа полученных проводимостей видно, что при значительной толщине слоя изолятора (в данном случае выбрана толщина, равная 10 атомам) в зависимости проводимости от напряжения наблюдается ярко выраженный пик при нулевом напряжении (тонкая линия). Однако для нулевой толщины слоя изолятора происходит расщепление данного пика, и в результате мы наблюдаем некоторый провал при нулевом напряжении (толстая линия). Таким образом, уже в рамках одноорбитальной модели для сверхпроводника с p-типом спаривания изменением толщины слоя изолятора можно объяснить наблюдаемые экспериментально как наличие пика при нулевом значении напряжения, так и его расщепление [3].

Джозефсоновский ток в структурах, содержащих пниктид

В рамках предложенной последовательной микроскопической теории [1,2] был развит вариант техники решеточной функции Грина в мацубаровом представлении. В рамках данного подхода были получены уравнения Горькова на дискретной решетке, граничные условия для сшивки функций

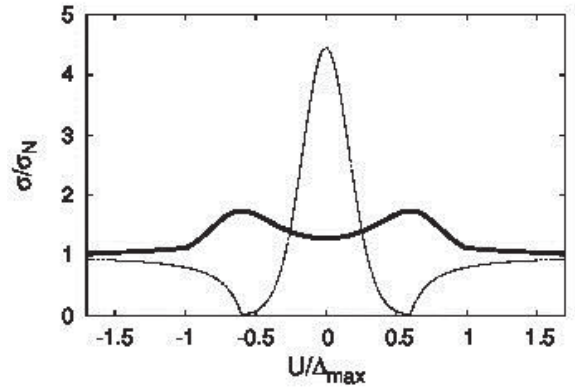


Рисунок 1. Зависимость усредненной по параллельному границе волновому вектору нормированной проводимости контакта нормальный металл/изолятор/сверхпроводящий перовскит от напряжения: толстая линия соответствует нулевой толщине слоя изолятора, тонкая линия – толщине слоя изолятора, равной 10 атомам.

Грина, а также выражение для тока зарядов в дискретном случае. Используя данный подход в рамках разработанного нами квазиклассического приближения для описания сверхпроводящих свойств пниктида [4], нами были рассчитаны фазовые зависимости тока Джозефсона в контактах нормальный металл/изолятор/сверхпроводящий пниктид. Пниктид рассматривался в рамках «минимальной» двухзонной модели, его параметр порядка описывался анизотропной знакопеременной $s+-$ -моделью спаривания. Было продемонстрировано, что исследование джозефсоновского транспорта в z-направлении позволяет отличить симметрии параметра порядка пниктида. А именно, для нулевой толщины слоя изолятора рассматриваемая структура в случае $s+-$ -модели спаривания ведет себя как π-контакт (рис.2, сплошная линия), чем существенно отличается от поведения контакта для случая $s++$-модели спаривания (наблюдается 0-контакт для любых толщин слоя изолятора). Для толстого слоя изолятора структура как для $s+-$-, так и $s++$-модели ведет себя как 0-контакт. Таким образом, возможно создание сквида, состоящего из нормального сверхпроводника, один конец которого содержит слой оксида, а другой конец является чистым, и пниктида, ориентированного вдоль его z кристаллографической оси. Наблюдение в таком устройстве π фазового сдвига будет неоспоримым доказательством существования $s+-$-модели сверхпроводяшего спаривания в ферропниктиде.

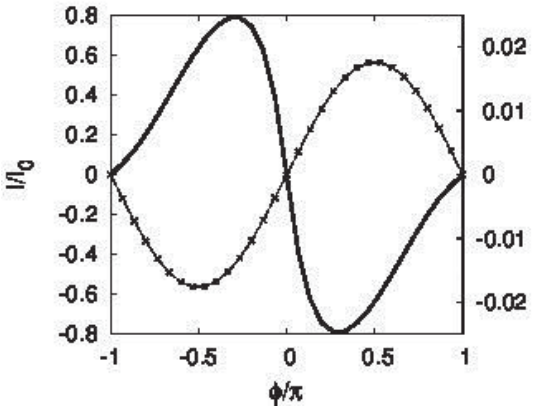


Рисунок 2. Зависимость усредненного по всем значениям волнового вектора, параллельного границе, тока Джозефсона от разности фаз сверхпроводящих берегов $S/I/S_{pn}$-контакта, где S_{pn} - пниктид, описываемый в рамках анизотропной $s+-$-модели спаривания. Рассматривается транспорт в направлении, параллельном z кристаллографической оси пниктида. Сплошная линия соответствует нулевой толщине слоя изолятора, линия с крестами – толщине изолятора, равной 3 атомам.

Данная работа была выполнена при поддержке РФФИ, проект N 13-02-01085-а, проект N 14-02-31366-mol_a, а также частично при поддержке Министерства образования и науки РФ, контракт N 14.B25.31.0007 от 26 июня 2013 г.

Литература

1. A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov // JETP Lett., V. 95, 239 (2012).
2. A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, A.A. Golubov *et al.* // J. Phys. Soc. Jpn., V. 82, 034716 (2013).
3. S. Kashiwaya, Y. Kashiwaya, H. Kambara *et al.* //PRL, V. 107, 077003 (2011).
4. A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, A.A. Golubov *et al.* //SUST, V. 27, 015010 (2014).

Генерация доменных стенок в p_x+ip_y-сверхпроводниках при помощи переходов, нарушающих Z_2-симметрию

В. Л. Вадимов[1], М. А. Силаев[1, 2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 O.V. Lounasmaa Laboratory, P.O. Box 15100, FI-00076 Aalto, Finland.

Было показано, что p_x+ip_y-сверхпроводники, нарушающие симметрию обращения времени, испытывают несколько фазовых переходов под действием внешнего магнитного поля или сверхтока. В таких системах Z_2-симметрия может быть восстановлена без разрушения сверхпроводящего состояния. При изменении магнитного поля или тока, согласно механизму Киббла-Зурека, могут появляться доменные стенки, связанные с Z_2-симметрией. Генерация доменных стенок может происходить в экзотических сверхпроводниках, как Sr_2RuO_4, пленках сверхтекучего 3He-A и некоторых соединениях с тяжелыми фермионами.

Введение

В данной работе исследуется сверхпроводник Sr_2RuO_4 , который, согласно экспериментам [1, 2], обладает p_x+ip_y-симметрией спаривания: куперовские пары обладают единичной проекцией орбитального момента на ось кристаллической анизотропии $l_z=\pm1$.

Два различных сверхпроводящих вакуума могут быть разделены доменной стенкой, создающей спонтанное магнитное поле [3]. Однако доменные стенки до сих пор не были обнаружены экспериментально, несмотря на активные их поиски [2, 4]. В данной работе предлагается способ генерации стенок с заданной концентрацией, который может быть полезен для их наблюдения.

Модель

Для описания сверхпроводимости в Sr_2RuO_4 используется теория Гинзбурга-Ландау (ГЛ). Вводится двухкомпонентный комплексный параметр порядка (η_+, η_-), η_+ отвечает парам, обладающим моментом, направленным вверх, η_- — парам с моментом вниз. Однородные состояния, имеющие вид $(\eta_+, \eta_-)=(1, 0)$ и $(\eta_+, \eta_-)=(0, 1)$, называются киральными доменами.

Постановка задачи и решение

Переходы в тонких пленках

Рассмотрим тонкую пленку толщины $2d \ll \lambda, \xi$ в магнитном поле, параллельном оси y, см. рис. 1(a).

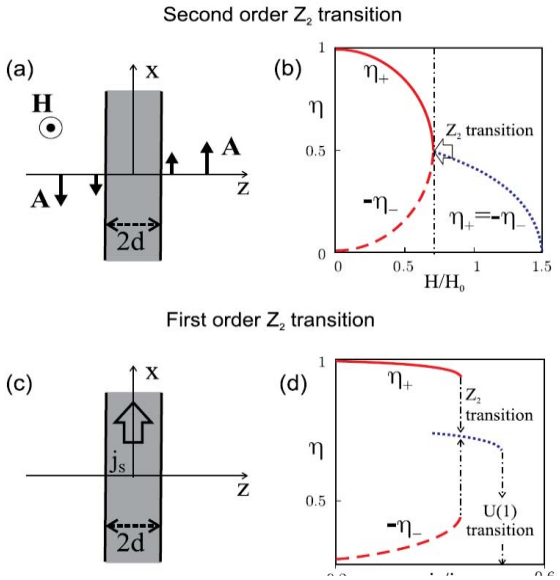


Рисунок 1. Фазовые переходы под действием поля (a), (b) и тока (c), (d). Красными линиями отмечены параметры порядка для фазы с нарушенной Z_2-симметрией, синими — с восстановленной. $j_0 = (c/4\pi)H_{cm}/\sqrt{2}\lambda$, $H_0 = H_{cm}d/(2\sqrt{3}\lambda)$

Здесь λ — глубина проникновения магнитного поля, ξ — длина когерентности. В силу условия на толщину пленки можно считать магнитное поле и параметры порядка постоянными. Тогда поведение системы будет определяться средним квадратом сверхскорости, пропорциональным квадрату поля H. На рис. 1(b) приведены решения уравнений ГЛ $\eta_\pm(H)$. На графике изображены две ветки решений, отвечающие фазам с нарушенной и восстановленной Z_2-симметрией. Ветки переходят друг в друга непрерывно (переход второго рода).

Аналогично можно рассмотреть протекающий по пленке однородный ток рис. 1(c)). Состояние системы также будет задаваться квадратом сверхскорости, и уравнения ГЛ формально будут совпадать с уравнениями для пленки в магнитном поле. Отличие состоит в том, что невозможно задать сверхскорость, поэтому для решения задачи нужно перейти к свободной энергии, выраженной через ток j_s. Графики решений $\eta_{\pm}(j_s)$ приведены нарис. 1(d). Параметры порядка меняются скачком, и в системе присутствует гистерезис (переход первого рода).

Механизм Киббла-Зурека

Наличие фазового перехода второго рода, восстанавливающего Z_2-симметрию, позволяет генерировать доменные стенки по механизму Киббла-Зурека [5, 6], с конечной скоростью уменьшая поле, проходя через точку перехода. Из-за флуктуаций в удаленных друг от друга частях образца могут вырастать домены с разной киральностью, между ними возникают доменные стенки. Процесс можно описать в рамках линейной нестационарной теории ГЛ на параметр порядка $\eta_x=\eta_+ + \eta_-$, малый вблизи перехода. Была получена оценка на размер домена: $l \gg l_Z = \xi \sqrt[4]{\tau_H/\tau}$, где τ_H — характерное время изменения поля, τ — время релаксации, l_Z — длина Зурека. При этом можно ожидать, что размер домена будет пропорционален l_Z. Это утверждение проверено численным решением нелинейного уравнения, см.рис. 2.

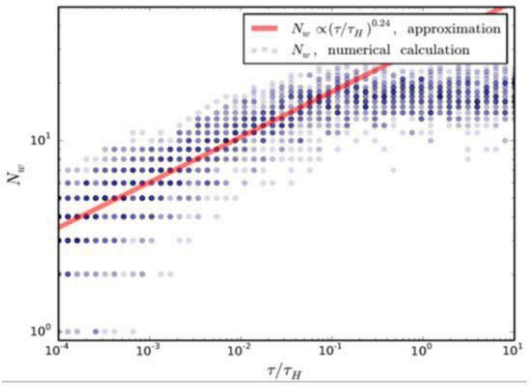


Рисунок 2. Число стенок в зависимости от скорости изменения поля. Оценка работает для среднего числа стенок в области малых скоростей.

Проводимость в режиме течения потока

Магнитное поле, проникающее в образец в виде вихрей Абрикосова, снимает вырождение основного состояния. Снятие вырождения обусловливается различием в структуре и энергии вихрей в разных киральных доменах [7, 8]. Эти отличия влияют на транспортные характеристики смешанного состояния, которые могут быть измерены в эксперименте. В рамках нестационарной теории ГЛ найдена проводимость и показано, что проводимости киральных доменов отличаются на несколько процентов.

Выводы

В данной работе были обнаружены фазовые переходы в p_x+ip_y-сверхпроводниках, установлено, что переход под действием тока является переходом первого рода, а под действием магнитного поля — второго.

Исследована генерация доменных стенок согласно механизму Киббла-Зурека при неравновесном переходе второго рода. Получена оценка на размер домена, аналитические результаты проверены численным счетом.

Данная работа была выполнена при поддержке РФФИ. Мы благодарим Александра Мельникова, Григория Воловика, Эдуарда Сонина, Егора Бабаева и Андрея Голова за плодотворные обсуждения и переписку.

Результаты работы были опубликованы в статье [9].

Литература

1. K. D. Nelson, Z. Q. Mao, Y. Maeno, and Y. Liu // Science, V. 306, 1154 (2004).
2. J. Xia, Y. Maeno, P. T. Beyersdorf, M. M. Fejer, and A. Kapitulnik // Phys. Rev. Lett., V. 97, 167002 (2006).
3. G. E. Volovik and L. P. Gor'kov // Sov. Phys. JETP, V. 61, 843 (1985).
4. C. Kallin and A. J. Berlinsky // J. Phys. Condens. Matter, V. 21,164210 (2009).
5. T.W. B. Kibble // J. Phys. A, V. 9, 1387 (1976).
6. W. H. Zurek // Nature (London), V. 317, 505 (1985).
7. P. M. Walmsley and A. I. Golov // Phys. Rev. Lett., V. 109, 215301 (2012).
8. R. Heeb and D. F. Agterberg // Phys. Rev. B, V. 59, 7076 (1999).
9. V. Vadimov, and M. Silaev // Phys. Rev. Lett., V. 111, 177001 (2013).

Сосуществование сверхпроводимости и антиферромагнетизма в двумерных слоях редкоземельных интерметаллидов с тяжелыми фермионами

В. В. Вальков*, А. О. Злотников

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036.

* vvv@iph.krasn.ru

Приведен обзор экспериментальных данных, свидетельствующих о реализации микроскопически однородной фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма в квазидвумерных цериевых интерметаллидах. Отмечено, что формирование куперовской неустойчивости происходит в окрестности квантовой критической точки, когда дальний антиферромагнитный порядок в значительной степени подавлен. Показано, что обменная связь между квазилокализованными спинами редкоземельных ионов может выступать в роли механизма, приводящего к формированию антиферромагнитной фазы, сверхпроводящей фазы и фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма. Полученные результаты по свойствам нормальной и сверхпроводящей фаз соединения $CeRhIn_5$ находятся в качественном согласии с экспериментальными данными.

Поиск материалов, способных одновременно проявлять антиферромагнитные (АФМ) и сверхпроводящие (СП) свойства, привел к открытию семейства цериевых редкоземельных интерметаллидов $Ce_nT_mIn_{3n+2m}$ (T = Rh, Pd, Pt; n = 1, 2; m = 1, 2), в которых под давлением реализуется фаза сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма (СП+АФМ). Результаты экспериментальных исследований теплоемкости [1] и проводимости [2], в совокупности с данными по нейтронографии [3] и ядерному квадрупольному резонансу [4], составили убедительный набор аргументов, подтверждающих реализацию микроскопически однородной фазы сосуществования в $CeRhIn_5$.

Редкоземельные интерметаллиды $Ce_nT_mIn_{3n+2m}$ проявляют также комплекс нетривиальных свойств и в нормальной фазе. В частности, из экспериментов по эффекту де Гааза-ван Альфена следует, что в $CeRhIn_5$ при увеличении давления в окрестности квантовой критической точки (ККТ) циклотронная масса электронов аномально растет, а при переходе в парамагнитную область происходит расширение поверхности Ферми.

Соединение $CeRhIn_5$ относится к классу квазидвумерных редкоземельных интерметаллидов с тяжелыми фермионами. При атмосферном давлении понижение температуры сопровождается переходом в антиферромагнитную (АФМ) фазу [5]. Увеличение давления приводит к появлению сверхпроводящих свойств [6] и переходу в фазу СП+АФМ. При дальнейшем росте давления АФМ-параметр порядка уменьшается, и при критическом давлении АФМ-порядок исчезает посредством квантового фазового перехода первого рода.

К настоящему времени предложено несколько механизмов реализации сверхпроводимости в окрестности квантовой критической точки тяжелофермионных металлов. Первый из них связан с наличием магнитного взаимодействия [6]. Если в квантовой критической точке наряду с разрушением дальнего АФМ-порядка происходит переход с изменением валентности, или делокализация f-электронов, то могут иметь место альтернативные сценарии. Например, в работе [7] возникновение сверхпроводимости в соединениях с тяжелыми фермионами объясняется валентными флуктуациями. Другой механизм сверхпроводимости обусловлен развитыми кондовскими флуктуациями в окрестности локальной ККТ, в которой происходит смена режима Кондо [8].

В данной работе развита микроскопическая теория, позволившая описать ряд необычных свойств нормальной фазы $CeRhIn_5$, а также найти области реализации АФМ-фазы, СП-фазы и фазы сосуществования СП+АФМ. Показано, что сверхпроводимость может индуцироваться за счет обменного

взаимодействия в подсистеме квазилокализованных f-электронов.

Модель и метод

Рассмотрение проблемы сосуществования СП+ +АФМ проведено на основе расширенной модели Андерсона, включающей обменную связь в квазилокализованной подсистеме. Предполагается, что в $CeRhIn_5$ в формирование коллективизированной электронной подсистемы определяющий вклад вносят p-состояния ионов In. Существование локализованной подсистемы связано с f-электронами ионов Ce. Эффективная обменная связь между квазилокализованными электронами индуцируется в результате процессов гибридизации состояний коллективизированных электронов с высокоэнергетическими состояниями редкоземельных ионов [9]. Уравнения самосогласования для всех фаз получены методом неприводимых функций Грина и техникой проецирования Цванцига-Мори.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведены зависимости АФМ-параметра порядка R (красная линия) и амплитуды СП-параметра порядка d-типа симметрии Δ (синяя линия) от энергии затравочного локализованного уровня E_0. В данном случае параметр R характеризует проекцию намагниченности на ось квантования в F-подрешетке.

Из рисунка 1 видно, что увеличение энергии E_0 (давления) приводит к разрушению дальнего АФМ-упорядочения. В области бóльших давлений реализуется только СП-фаза. Заметим, что без дальнего АФМ-порядка СП-фаза реализовалась бы в более широком интервале давлений.

Конкуренция между сверхпроводимостью и антиферромагнетизмом приводит к тому, что фаза сосуществования СП+АФМ реализуется только в непосредственной окрестности квантовой критической точки (см. рисунок), когда параметр АФМ-упорядочения существенно уменьшен.

В рамках развитой теории показано также, что экспериментально наблюдаемые аномальные свойства нормальной фазы $CeRhIn_5$ (расходимость электронной массы и изменение топологии поверхности Ферми) в окрестности ККТ могут быть обусловлены перестройкой зоны тяжелых фермионов при разрушении дальнего АФМ-упорядочения.

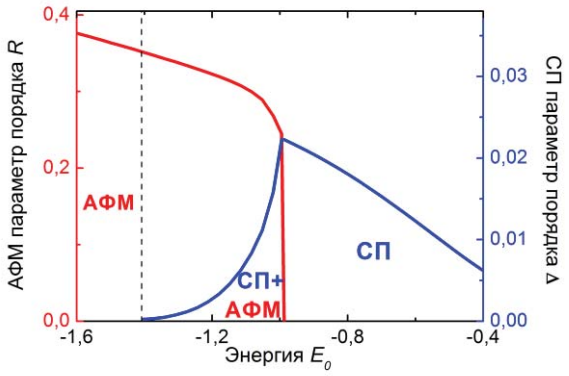


Рисунок 1. Зависимость антиферромагнитного (красная линия) и сверхпроводящего (синяя линия) параметров порядка от энергии E_0. Смещение E_0 моделирует увеличение внешнего давления.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 20.7, фонда РФФИ (грант #13-02-00523 и региональный грант Сибирь #13-02-98013), а также гранта Президента РФ МК-526.2013.2.

Литература

1. T. Park, J. D. Thompson // New J. Phys., V. 11, 055062 (2009).
2. G. Knebel, D. Aoki, J.-P. Brison, J. Flouquet // J. Phys. Soc. Jpn., V. 77, 114704 (2008).
3. A. Llobet, J. S. Gardner, E. G. Moshopoulou *et al.* // Phys. Rev. B, V. 69, 024403 (2004).
4. S. Kawasaki, M. Yashima, T. Mito *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter, V. 17, S889 (2005).
5. H. Hegger, C. Petrovic, E. G. Moshopoulou *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 84, 4986 (2000).
6. N. D. Mathur, F. M. Grosche, S. R. Julian *et al.* // Nature, V. 394, 39 (1998).
7. S. Watanabe, K. Miyake // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 094217 (2011).
8. J. H. Pixley, L. Deng, K. Ingersent, Q. Si // arXiv:1308.0839, (2013).
9. В. В. Вальков, Д. М. Дзебисашвили // ТМФ, Т. 157, 235 (2008).

Вихревая структура высокотемпературных сверхпроводников (пиннинг и эффекты анизотропии)

Л.Я. Винников[1,*], А.Г. Юкина[1,2], А.Б. Кулаков[1], В.Н. Зверев[1]

1 Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка

2 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, ул. Ленинские Горы, 1, Москва

*vinnik@issp.ac.ru

Представлены результаты наблюдения вихревой структуры методом декорирования в монокристаллах высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) железосодержащих, легированных фосфором, а также висмутсодержащих систем (2212) и (2201), легированных лантаном. Для Fe-содержащих сверхпроводников вихревая структура сопоставляется с магнитными измерениями пиннинга. На висмутсодержащих ВТСП измерена анизотропия в сверхпроводящем состоянии из наблюдения особенностей вихревых структур в наклонных полях и сопоставлена с данными резистивных измерений в нормальном состоянии.

Пиннинг и анизотропные свойства ВТСП привлекают внимание в последние годы в связи с открытием нового семейства Fe-содержащих ВТСП. Механизм пиннинга в этих материалах остаётся неясным, но некоторый свет могут пролить исследования в легированных фосфором монокристаллах $BaFe_2(As_{1-x}P_x)_2$, где обнаружена сильная зависимость критического тока от концентрации фосфора [1]. В настоящей работе наблюдалась доменная вихревая с структура в передопированной области, (рис.1,А), причём размер доменов коррелирует с параметрами пиннинга, найденными из магнитных измерений (рис.1,Б).

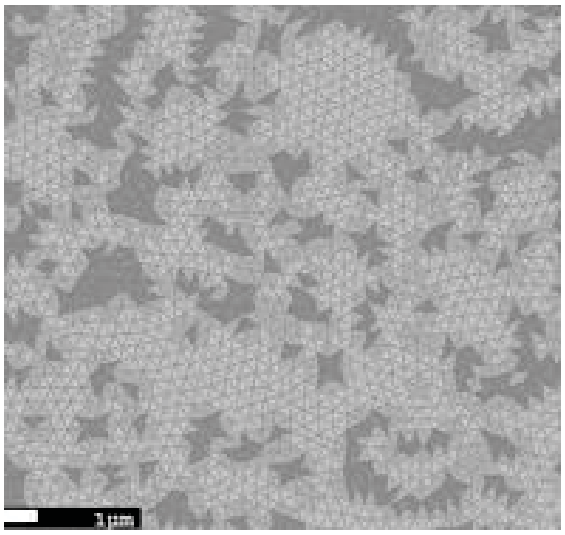


Рисунок 1А. Вихревая структура в магнитном поле 80 Э в передопированном монокристалле $BaFe_2(As_{1-x}P_x)_2$ ($T_C \approx 18$ K) Делоне-триангуляция.

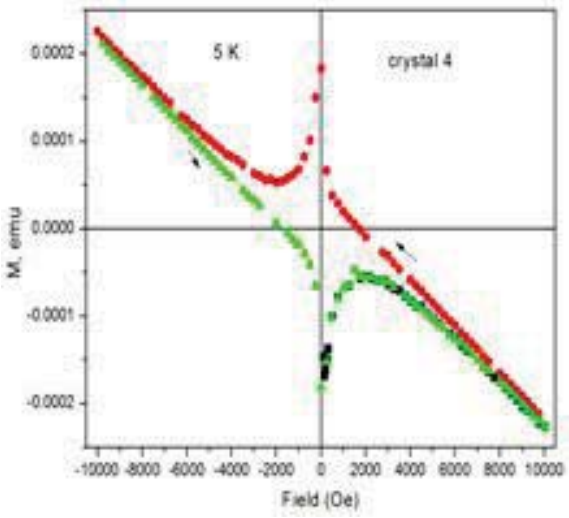


Рисунок 1 Б. Кривая намагничивания в том же образце при T=5 K.

Монокристаллы соединения $Bi_2(Sr_{1-x}La_x)_2CuO_y$ относятся к семейству висмутовых высокотемпературных сверхпроводников (2201) гомологического ряда $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$ для n=1 и частичным замещением Sr на La, с одной купратной плоскостью, вызывающему повышенный интерес наиболее простой для данного семейства кристаллической структурой и умеренными критическими параметрами, удобными для экспериментального изучения. Упомянутые соединения представляют собой слоистые структуры с особенно заметной анизотропией свойств в сверхпроводящем состоянии γ между направлениями в купратной плоскости (например, глубины проникновения λ_l и перпендикулярному

к ней $\lambda_\perp$) $\gamma_s = \lambda_\perp / \lambda_{||}$. Этот параметр γ может быть измерен из наблюдения цепочек вихрей [2] в наклонном магнитном поле (рис. 3)

$$\gamma = 2 c_y^2 B_{||} / \sqrt{3}\, \Phi_0 \qquad (1),$$

где c_y – расстояние между вихревыми цепочками (рис.2); $B_{||}$ - компонента магнитного поля в базисной плоскости, Φ_0 – квант магнитного потока.

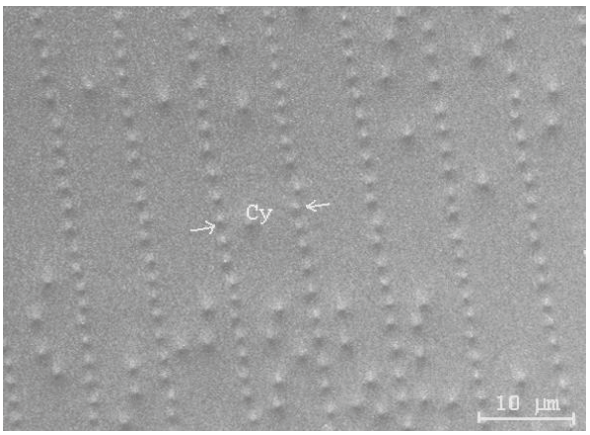


Рисунок 2. Вихревая структура монокристалла $Bi_2Sr_{0.65}La_{0.35}CuO_{6-d}$ в наклонном магнитном поле а) $H_{||}$=15 Э, $H_\perp$=4 Э

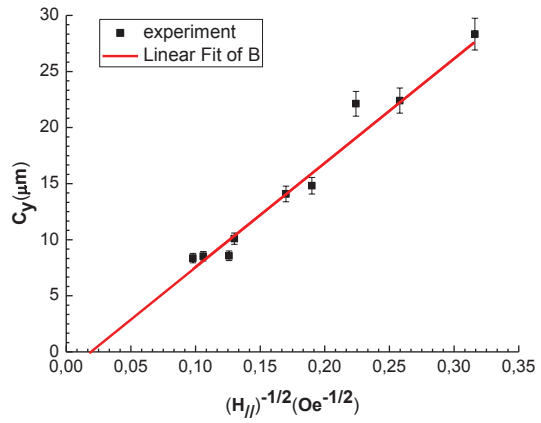


Рисунок 3. Зависимость расстояния между цепочками c_y от магнитного поля

На рис. 3 показана зависимость величины c_y, измеренной на одном и том же образце, от обратной величины плоскостной компоненты магнитного поля $H_{||}$ в степени -1/2. Такое представление в соответствии с выражением (1) даёт возможность определить параметр анизотропии γ как тангенс угла наклона на рис. 3, и он составляет γ_s= 470 ±30.

На рис. 4 представлен результат измерения анизотропии электросопротивления в нормальном состоянии. Видно, что отношение удельных сопротивлений $\rho_\perp/\rho_{||} \approx 3 \cdot 10^5$ вблизи T_c =32K.

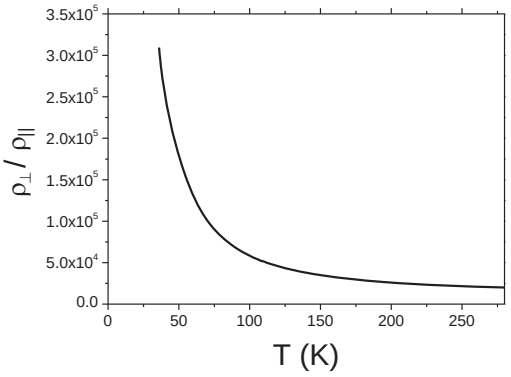


Рисунок 4. Температурная зависимость анизотропии электросопротивления монокристалла $Bi_2Sr_{0.65}La_{0.35}CuO_{6-d}$.

Теоретическое описание искажения решетки вихрей в отсутствие пиннинга в анизотропном случае основывается на учете тензора эффективных масс в уравнениях Гинзбурга – Ландау в лондоновском приближении [3,4]. Сравнение результатов измерения анизотропии в нормальном и сверхпроводящем состоянии возможно, если учесть, что отношение удельных сопротивлений $\rho_\perp/\rho_{||}$ пропорционально отношению эффективных масс M_{ij}, а в сверхпроводящем состоянии глубины проникновения пропорциональны $\lambda \sim M^{0,5}$. Тогда $\gamma_n = \sqrt{\rho_\perp/\rho_{||}} = 550$ вблизи T_c., что разумно согласуется с результатами измерения анизотропии в сверхпроводящем состоянии γ_s.

Работа поддержана грантом 12-02-91055-НЦНИ.

Литература

1. C.J.van der Beek, M. Konchukowski, S. Kasahara, et al. // Phys.Rev. Lett., **105**, 267002 (2010).
2. A.E. Koshelev // Phys. Rev. Lett., **83**, 187 (1999).
3. L.J. Campbell, M.M.Doria, V.G. Kogan // Phys. Rev. B, 38, 2439 (1988).
4. G. Blatter, M.V. Feigelman, V.B. Geshkenbein et al. // Rev. Mod. Phys., 66, 1125 (1994).

Сверхпроводящий спиновый клапан и триплетная сверхпроводимость

И. А. Гарифуллин[1,*], Н. Н. Гарифьянов[1], П. В. Лексин[1], А. А. Камашев[1], Я. В. Фоминов[2,3], J. Schumann[4], В. Катаев[4], B. Büchner[4]

1 Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского КазНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Академика Семенова, 1-а, Черноголовка, 142432.

3 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

4 Leibniz Institute for Solid State and Materials Research IFW Dresden, Helmhotzstraße, 20, Dresden, D-01171.

* ilgiz0garifullin@gmail.com

Представлен обзор наших недавних работ по эффекту спинового клапана. Мы приготовили и детально исследовали ряд мультислоев CoO/Fe1/Cu/Fe2/S (S=In или Pb). Для этих гетероструктур мы впервые реализовали полный эффект спинового клапана для сверхпроводящего тока, наблюдали его знакопеременное осцилляционное поведение в зависимости от толщины слоя Fe2 и, наконец, получили прямое доказательство существования дальнодействующей триплетной сверхпроводимости, возникающей вследствие неколлинеарности намагниченностей слоев Fe1 и Fe2.

Введение

Антагонизм сверхпроводимости (С) и ферромагнетизма (Ф) заключается в сильном подавлении сверхпроводимости ферромагнетизмом, поскольку ферромагнетизм требует параллельной (П), а сверхпроводимость антипараллельной (АП) ориентации спинов. В слоистых тонкопленочных системах это взаимодействие носит название эффекта близости С/Ф. Принцип работы спинового клапана, основанного на эффекте близости С/Ф, базируется на идее контролировать эффект разрушения пар и, следовательно, температуру сверхпроводящего (СП) перехода T_c, манипулируя взаимной ориентацией намагниченностей Ф слоев в гетероструктуре, состоящей, к примеру, из двух Ф и одного С слоя в соответствующей комбинации. Возможность создания ключа, основанного на эффекте близости С/Ф, была теоретически обоснована в 1997 году S.Oh и др. [1]. Ими была предложена конструкция Ф1/Н/Ф2/С. Предлагалась теоретически и другая конструкция спинового клапана Ф1/С/Ф2 [2,3]. Обе они были экспериментально апробированы. Однако полного переключения между нормальным и СП состояниями достигнуть не удалось. В работе [4] исследовалась конструкция, похожая на предложенную в [1], с тем лишь различием, что вместо трехслойной Ф1/Н/Ф2 была нанесена сверхрешетка $[Fe/V]_n$ с антиферромагнитно связанными слоями железа через немагнитные слои ванадия. Однако данная конструкция не является спиновым ключом, поскольку направления намагниченностей слоев железа не могут быть переключены мгновенно из АП в П ориентацию. Вместе с тем анализ температурной зависимости критического поля показывает, что величина эффекта спинового клапана $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^{P}$ (здесь T_c^{AP} и T_c^{P} - это температуры СП-перехода для антипараллельной и параллельной ориентаций намагниченностей слоев Ф1 и Ф2) оказывается порядка 200 мК при ширине СП-перехода порядка 100 мК. Сравнивая результаты, полученные для различных конструкций, мы остановили свой выбор на схеме, предложенной в [1], как наиболее подходящей базовой конструкции для наших образцов спинового клапана.

Ниже мы представим результаты наших недавних исследований эффекта спинового клапана для сверхпроводящего тока [5-8].

Результаты и обсуждение

Полный эффект спинового клапана для СП тока в тонкопленочной гетероструктуре С/Ф

Мы исследовали эффект спинового клапана для конструкции АФМ/Ф1/Н/Ф2/С. Эта тонкопленочная слоистая система была напылена на монокристаллическую подложку из MgO с использованием следующих материалов: оксида кобальта в качестве антиферромагнитного (АФМ) слоя, который удерживает намагниченность слоя Ф1; Fe для ферромагнитных слоев Ф1 и Ф2; Cu как нормальный (Н)

металлический слой; и, наконец, In как сверхпроводящий (С) слой. На первом этапе работы с помощью СКВИД-магнитометра нами были измерены петли гистерезиса. Этот этап необходим для того, чтобы определить диапазон полей, в которых достигаются П и АП взаимные ориентации намагниченностей. До начала данных измерений образец был охлажден до температуры кипения жидкого гелия в поле 4 кЭ. Имея в виду, что температура Нееля оксида кобальта составляет приблизительно 300 К, намагниченность слоя Ф1 оказывается закрепленной полем анизотропии АФМ-слоя. Измерения петель гистерезиса показали, что при изменении магнитного поля от +110 Э до -110 Э взаимное направление намагниченностей слоев Ф1 и Ф2 меняется от П на АП. Затем в магнитном поле H_0=±110 Э были проведены измерения температурной зависимости электросопротивления R. В дальнейшем мы сконцентрируемся на образце CoO_x(4 нм)/Fe1(2.4 нм)/Cu(4 нм)/Fe2(0.5 нм)/In(230 нм) (см. рисунок 1). Для этого образца разница в T_c для различных направлений магнитного поля ясно видна (см. рисунок 1б с увеличенным масштабом температурной шкалы). Температура СП-перехода для АП-ориентации намагниченностей оказывается выше T_c для П-ориентации на 19 мК. Нами также были проведены подобные измерения электросопротивления для опорного образца лишь с одним слоем Fe. Для этого образца T_c=1.60 К и не зависит от направления магнитного поля (см. рисунок 1в). Эта величина T_c ниже, чем для одиночной индиевой пленки, и выше, чем для образца спинового клапана, обсуждавшегося выше (рисунок 1а).

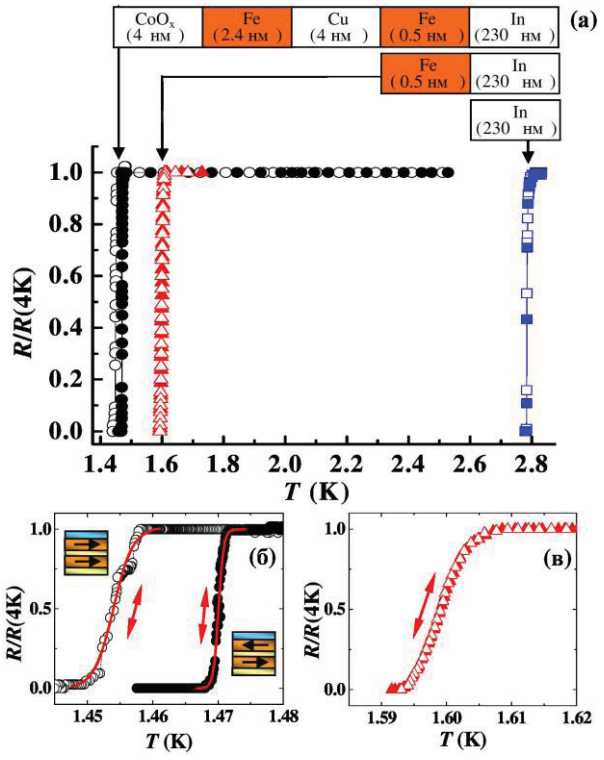


Рисунок 1. (а) Характерные СП-переходы. Образец СП спинового клапана (○) H_0 = +110 Э, (●) H_0 = -110 Э. Опорный образец (△) H_0 = +110 Э, (▲) H_0 = -110 Э. Однослойный образец In (□) H_0 = +110 Э), (■) H_0 = -110 Э. На вставках (б) и (в) показаны СП-переходы для спинового клапана и опорного образца, соответственно, [5,7].

Это означает, что T_c подавлена слоем Fe2 и, в свою очередь, чувствует влияние слоя Fe1, отделенного от СП-слоя In слоем Fe2 толщиной 0.5 нм и слоем Cu толщиной 4 нм. Как и ожидалось из теории эффекта близости С/Ф, с увеличением толщины свободного слоя Fe2 величина эффекта ΔT_c уменьшается. Необходимо отметить, что наблюдаемая величина ΔT_c = 19 мК не является наибольшей из наблюдавшихся ранее. Однако очень важно, что она больше ширины сверхпроводящего перехода, которая для обсуждающегося образца порядка 7 мК в поле H_0=110 Э. Данное обстоятельство открывает возможность включать и выключать полностью СП-ток, протекающий через наш образец в температурном интервале, соответствующем сдвигу T_c при изменении взаимной ориентации намагниченностей слоев Ф1 и Ф2. Чтобы продемонстрировать

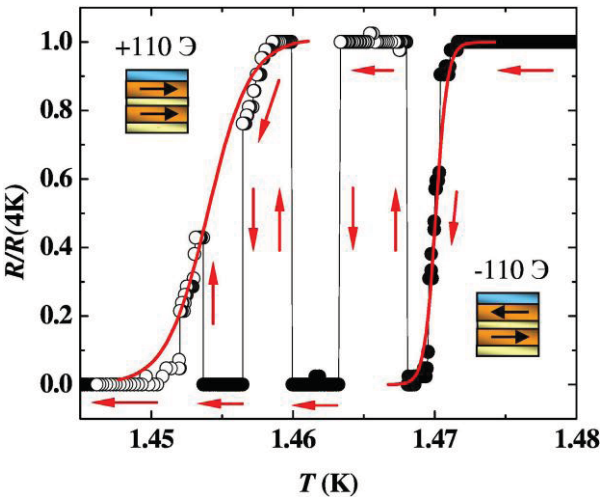


Рисунок 2. Зависимость R/R(4K) от температуры, демонстрирующая переключение между нормальным и сверхпроводящим состояниями для образца спинового клапана во время медленного понижения температуры. (○) H_0 = +110 Э, (●) H_0 = -110 Э [5].

это, мы провели измерения электросопротивления данного образца, изменяя плавно температуру образца в пределах ΔT_c и переключая магнитное поле между +110 и -110 Э. Этот результат показан на рисунке 2. Он дает прямое свидетельство полного включения и выключения СП-тока, протекающего через образец. На наш взгляд, данный результат является первым примером реализации полного эффекта спинового клапана для СП-тока с идеальным контактом на всех границах раздела слоев.

Эффекты интерференции

Нами исследована зависимость ΔT_c от толщины промежуточного слоя Fe2 для серии образцов CoO_x(4 нм)/Fe1(3 нм)/Cu(4 нм)/Fe2(d_{Fe2})/In (230 нм) с величиной d_{Fe2}, лежащей в пределах 0.4 и 5.2 нм. Было обнаружено осцилляционное поведение эффекта спинового клапана, которое мы объясняем эффектом интерференции СП парной волновой функции, отраженной от обеих поверхностей слоя Fe2 на границе раздела Fe2/In. Детальная зависимость эффекта спинового клапана от толщины слоя Fe2 показана на рисунке 3. ΔT_c вначале увеличивается с увеличением d_{Fe2} и проходит через максимум, равный 19 мК при d_{Fe2} = 0.5 нм. При дальнейшем увеличении d_{Fe2} ΔT_c уменьшается до очень малых значений порядка 4 мК для d_{Fe2}=0.8 нм, указывая на возможное полное исчезновение эффекта спинового клапана при бóльших толщинах. Удивительно, что при дальнейшем увеличении d_{Fe2} в интервале 1 нм $\leq d_{Fe2} \leq$ 2.6 нм наблюдается восстановление эффекта с отрицательным знаком. ΔT_c достигает своего максимума -33 мК и при больших толщинах эффект плавно уменьшается до нуля.

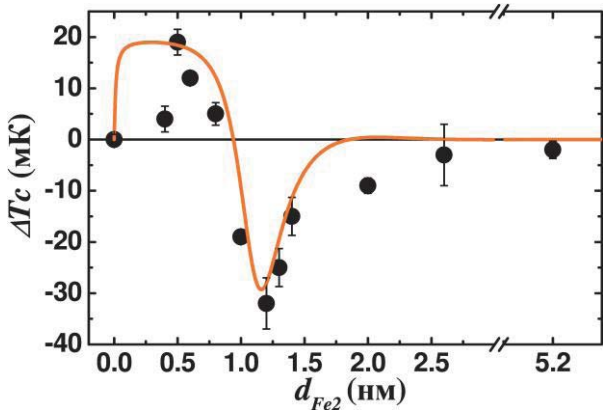


Рисунок 3. Зависимость величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана ΔT_c от толщины слоя Fe2 [6,7].

Нам удалось получить достаточно хорошее согласие между недавней теорией Фоминова и др. [7] и нашими экспериментальными результатами (см. рисунок 3). Значительное различие с экспериментальными результатами для d_{Fe2} = 0.4 нм связано, по-видимому, с тем, что при этих толщинах происходит переход от сплошных пленок к островковым. Разумные величины подгоночных параметров и тот факт, что теория правильно описывает осцилляции сдвига T_c, дают дополнительные аргументы в пользу того, что эффект близости С/Ф является причиной наблюдения неожиданного осцилляционного поведения ΔT_c.

Триплетная сверхпроводимость

Теория Фоминова и др. [9] предсказывает неизбежное возникновение дальнодействующей триплетной компоненты сверхпроводимости в исследуемой конструкции спинового клапана.

В этой части обзора представлены экспериментальные свидетельства возникновения триплетной компоненты в СП-конденсате в мультислойной гетероструктуре спинового клапана CoO/Fe1/Cu/Fe2/Pb [8]. Триплетный вклад проявляет себя в немонотонном поведении температуры СП-перехода T_c слоя Pb при вращении намагниченности ферромагнитного слоя Fe2 относительно намагниченности слоя Fe1 от П- к АП-ориентации. Мы наблюдали отчетливый минимум в T_c при ортогональной конфигурации намагниченностей (см. рисунок 4). Как следует из нашего анализа в рамках теории СП спинового клапана [9], такой минимум в T_c является прямым свидетельством генерации триплетной компоненты при неколлинеарных ориентациях намагниченностей [10].

Подавление T_c в изученной нами системе происходит благодаря утечке куперовских пар в Ф-слой. В этом смысле генерация дальнодействующей триплетной компоненты при неколлинеарных намагниченностях открывает дополнительный канал для такой утечки. Вследствие этого подавление T_c усиливается. Следует отметить, что триплетные сверхпроводящие корреляции генерируются из синглетных (превращение вследствие воздействия обменного поля), уменьшая амплитуду синглетной компоненты в слое С, истощая таким образом сверхпроводимость во всей системе. Этот эффект значителен, поскольку величины синглетной компоненты, индуцированной эффектом близости, и дально-

действующей триплетной компоненты могут оказаться одного порядка вблизи интерфейса С-слоя (если толщина прилегающего слоя ферромагнетика меньше длины когерентности в нем).

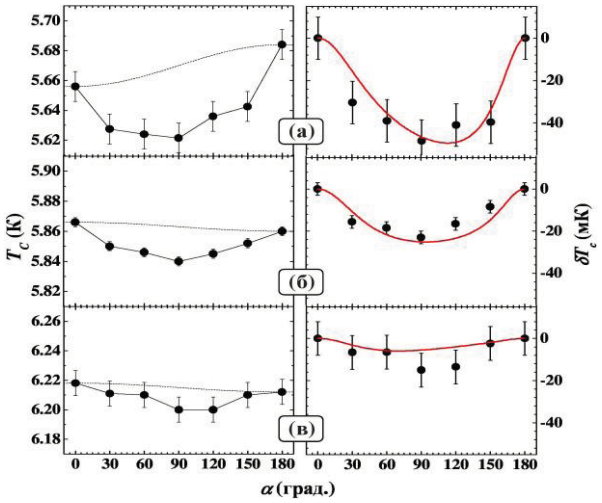


Рисунок 4. Слева: зависимость T_c от угла между намагниченностями слоев Fe1 и Fe2 при вращении магнитного поля величиной 1 кЭ, лежащего в плоскости образцов с d_{Fe2}= 0.6 (а), 1.0 (б), 1.5 (в). Штриховые линии – опорные теоретические кривые, рассчитанные без учета триплетных компонент сверхпроводимости. Справа: соответствующее отклонение T_c от опорных кривых. Сплошная красная кривая – теоретические расчеты в соответствии с теорией Фоминова и др. [9].

Таким образом, в представленном цикле работ удалось впервые экспериментально реализовать идею S. Oh и др. [1]. Мы также представили экспериментальные свидетельства осцилляционного с переменой знака поведения величины эффекта спинового клапана от толщины слоя Fe2. Анализ показал, что осцилляции вызваны эффектами интерференции парной волновой функции, отраженной от обеих поверхностей слоя Fe2, на границе раздела Fe2/In. И, наконец, мы наблюдали характерное немонотонное поведение T_c от угла между направлением намагниченностей слоев Fe1 и Fe2, которое однозначно свидетельствует о генерации триплетной компоненты в СП-конденсате вследствие неколлинеарности намагниченностей ферромагнитных слоев. Следует при этом отметить, что указания на существование дальнодействующей триплетной компоненты сверхпроводимости были получены ранее в экспериментах по индуцированной вследствие эффекта близости проводимости и по наблюдению аномально глубокого проникновения куперовского конденсата в ферромагнитный слой [10]. Следует отметить, что преимущество наших экспериментов заключается в том, что они касаются первичного СП-параметра – поведения T_c, которое прямо подвержено влиянию спин-триплетной компоненты.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты №11-02-00077-а, 13-02-97037-р_поволжье и 14-02-00350-а) за частичную поддержку, а также Минобрнауки РФ (соглашение №8678) и программе «Квантовые мезоскопические и неупорядочные структуры» РАН.

Литература

1. S. Oh, D. Youm, and M. R. Beasley//Appl. Phys. Lett. 71, 2376 (1997).
2. L.R. Tagirov//Phys. Rev. Lett. 83, 2058 (1999).
3. A.I. Buzdin, A.V. Vedyaev, and N.N. Ryzhanova//Europhys. Lett. 48, 686 (1999).
4. K. Westerholt, D. Sprungmann, H. Zabel, R. Brucas, B. Hjőrvarsson, D.A. Tikhonov, and I.A. Garifullin//Phys. Rev. Lett. 95, 097003 (2005).
5. P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, I.A. Garifullin, J. Schumann, H. Vinzelberg, V. Kataev, R. Klingeler, O.G. Schmidt, and B. Büchner//Apl. Phys. Lett. 97, 102505 (2010).
6. P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, I.A. Garifullin, J. Schumann, V. Kataev, O.G. Schmidt, and B. Büchner//Phys. Rev. Lett. 106, 067005 (2011).
7. P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, I.A. Garifullin, J. Schumann, V. Kataev, O.G. Schmidt, and B. Büchner//Phys. Rev. B. 85, 024502 (2012).
8. P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, I.A. Garifullin, Ya.V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O.G. Schmidt, and B. Büchner//Phys. Rev. Lett. **109**, 057005 (2012).
9. Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, R.G. Deminov, and L.R. Tagirov//Письма в ЖЭТФ. 91, 329 (2010).
10. K. B. Efetov, I. A. Garifullin, A. F. Volkov and K. Westerholt//Magnetic Nanostructures. Spin Dynamic and Spin Transport. Series Springer Tracts in Modern Physics Vol. 246, Hartmut Zabel, Michael Farle. (Eds.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013, P. 85-118.

Recent results of research and development of superconducting terahertz HEB mixers and IR SSPD photon counters

G.N. Goltsman*

Moscow State Pedagogical University, Moscow, 119435.

* goltsman10@mail.ru

We report on the direct measurement of the electron-phonon relaxation time in disordered TiN superconducting films. The presented results confirm that thin TiN films are promising candidate-materials for ultrasensitive superconducting detectors. We also fabricated and characterised nanowire superconducting single-photon detectors (SSPD) made of 4nm thick amorphous MoxSi1−x film. Here we present also recent advances in the development of SSPDs fabricated on optical waveguides and investigate the absorption properties of U-shaped NbN nanowires atop nanophotonic circuits.

Hot-electron bolometers mixers have been established as detectors of choice for terahertz observational astronomy because they offer a noise temperature which is typically a few times the quantum limit, a relatively wide intermediate frequency bandwidth, and also because they require much less local oscillator power [1]. As direct detectors, HEBs can have a noise equivalent power (NEP) of the order of 10^{-19} W/Hz$^{1/2}$ at subkelvin temperatures and a time constant of a few milliseconds [2]. Typically HEBs are patterned as bridges from 3.5-nm NbN films deposited onto high-resistivity Si substrates. Besides, we report on the direct measurement of the electron-phonon relaxation time in disordered superconducting TiN films. The electron-phonon relaxation time τ_{eph} follows a T^{-3} temperature dependence. Measured values of τ_{eph} are from 4.6 ns to 88 ns in the 4.2 K to 1.7 K temperature range. The electronic density of states at the Fermi level N_0 is determined from measured material parameters. The presented results confirm that thin TiN films are promising candidate-materials for ultrasensitive superconducting detectors.

A promising type of the photon counting detector is SSPD. The SSPD is patterned from 4-nm-thick NbN film as 120-nm-wide and meander-shaped strip that covers a square area of 10 x 10 μm2. At wavelength $\lambda \leq 1.5$ μm quantum efficiency (QE) of our best devices approaches 35% at 2 K with 35 ps timing jitter. The system has already found a number of practical applications for detection of radiation from the quantum dots with high temporal resolution, as well as in quantum cryptography and nanophotonics circuits [3]. We also fabricated and characterised nanowire superconducting single-photon detectors (SSPD) made of 4nm thick amorphous MoxSi1−x film. At 1.7K temperature the best devices exhibit a system detection efficiency of 18% at 1.2 μm wavelength of unpolarised light with dark count rate of 10 per second rate, a fast characteristic response time of about 6 ns and low timing jitter of 120 ps.

Here we present also recent advances in the development of SSPDs. In an effort to promote SSPD to the middle infrared, we have developed SSPD made of 40-nm-wide strips connected in parallel. These detectors show a response to 10 μm photon.

Another development was the SSPD on a silicon waveguides [4]. We have shown that such SSPD has a quantum efficiency up to 94% at telecom wavelengths, high speed of detection and ultrashort timing jitter of 45 ps.

We investigate the absorption properties of U-shaped NbN nanowires atop nanophotonic circuits [5]. Nanowires as narrow as 27nm are realized in direct contact with Si_3N_4 waveguides and their absorption properties are extracted through balanced measurements. We perform a full characterization of the absorption coefficient in dependence of length, width and separation of the fabricated nanowires, as well as for waveguides with different cross-section and etch depth. Our results show good agreement with finite-element analysis simulations for all considered parameters. The experimental data thus allows for optimizing absorption properties of emerging single-photon detectors co-integrated with telecom wavelength optical circuits.

In particular we used ZBLAN fibers, allowing operation at wavelengths beyond 1700 nm. The best achieved DE is up to 28% at a wavelength of 0.75 μm, 20% at 1.55 μm and 11% for 1.8 μm fiber ZBLAN at 10 dark counts per second at a temperature of 2 K

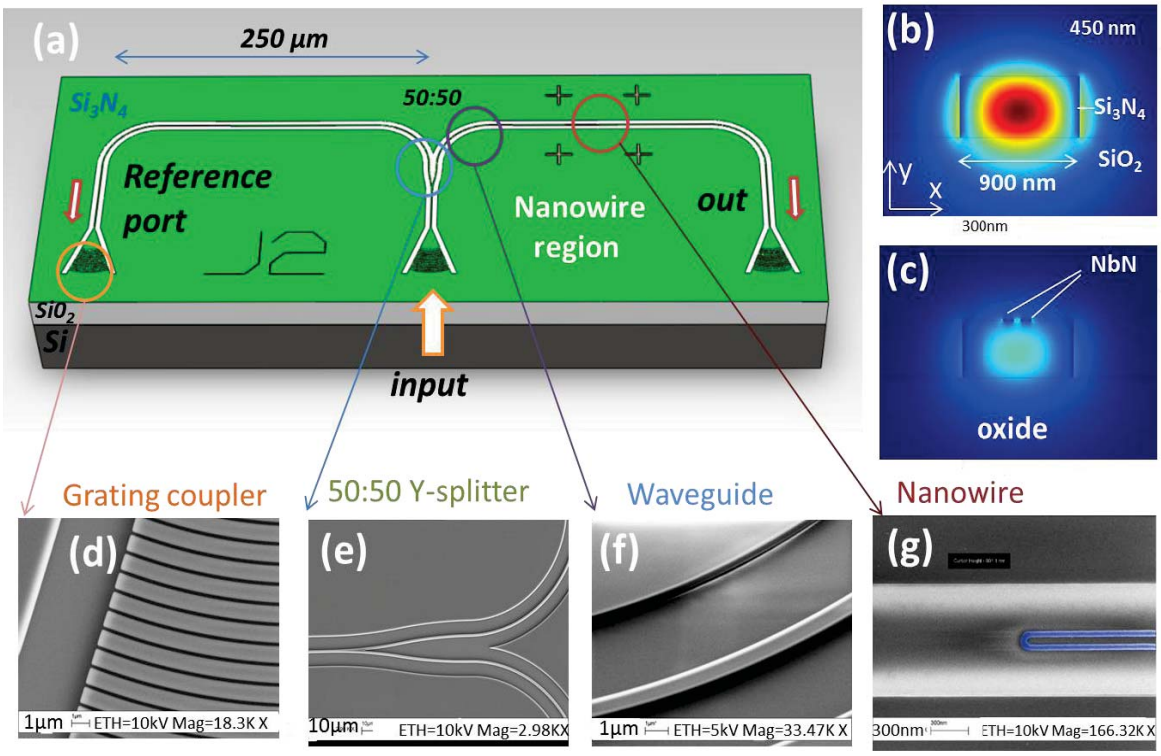


Figure 1. a). Schematic view of a fabricated nanophotonic device for balance measurements; b) Simulated distribution of the electric field in the x-direction (TE-like mode) for 1550nm wavelength and 450x900nm Si_3N_4 waveguide. Light intensities are shown in linear color scale; c) Simulated distribution of the TE-like mode for 1550nm wavelength and 450x900 nm Si_3N_4 waveguide in the NbN nanowire covered region; d) SEM image of a portion of the focusing grating coupler; e) SEM image of the Y-splitter; f)SEM image of the nanophotonic waveguide; g) SEM images with false colors of U-shaped NbN nanowire atop of Si_3N_4 waveguide with 27 nm width.

Also we present our approaches to the development of fiber-coupled superconducting single photon detectors with enhanced photon absorption. For such devices we have measured detection efficiency in wavelength range from 500 to 2000 nm. The best fiber coupled devices exhibit detection efficiency of 44.5% at 1310 nm wavelength and 35.5% at 1550 nm at 10 dark counts per second [6]

References

1. I.Tretyakov *et al.*, Appl. Phys. Lett., 98, 033507, (2011).
2. B.S.Karasik, R.Cantor, App. Phis. Lett. 98, 193503, (2011).
3. W.H.P. Pernice, C. Schuck, O. Minaeva, M. Li, G.N. Goltsman, A.V. Sergienko, H.X. Tang, Nature Communications 3, December 2012.
4. W. H. P. Pernice, *et al.*, arXiv:1108.5299. 2011.
5. V.Kovalyuk, *et al.*, Optics Express, 21, 19, 2013
6. A.A.Korneev, *et al.*, Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, 23, 3, 2013.

Cold-electron bolometers with cross-slot antennas

A. Gordeeva[1,2 *], A. Abashin[1], A.Mukhin[1], A. Shishov[1], L.Kuzmin[1,2], S.Mahashabde[2]

1 Nizhny Novgorod State Technical University, Minina st,. 24, GSP-41, 603950, Russia.

2 Chalmers University of Technology, 41296 Gothenburg, Sweden.

*anna.gord@list.ru

This paper describes the characterization of Cold-electron bolometer detectors [1] integrated in cross-slot antennas fabricated on silicon substrate and integrated with a silicon immersion lens. The design of the cross-slot antenna is similar to [2].The detectors were designed to be compatible with parameters of the BOOMERanG balloon-borne telescope mission [3]. Load curves of detectors were measured and fitted to model of the CEB described in [1,4]. The measurements and analysis are done to understand the effectiveness of CEB detectors in BOOMERanG-like and OLIMPO-like [3] parameter environment. This analysis has shown presence of excessive power load on the detectors in the cryostat environment that they were measured in.

Cross-slot antenna based detectors were introduced as a possible detector solution for BOOMEranG telescope mission. Later, for OLIMPO balloon-borne mission, it was proposed to use similar slot antenna design by adding up the power response from orthogonal slots to measure both components of the signal. In contrast to BOOMERanG concept OLIMPO does not have requirements for polarization resolution. The purpose of this work is measurement and analysis of cold-electron bolometers integrated in a cross-slot antenna. An immersion lens made of silicon acts as the quasioptical coupling element to the source of radiation simulated by a black-body with variable temperature such that the peak of the Planck radiation falls in the bandwidth of the slots. Measurement has been done with room temperature JFET amplifiers and the measured data was compared to models developed in [1] and [4].

Results

The samples have been fabricated in Chalmers university of technology. To measure its optical response ΔV they have been cooled down to 280mK and illuminated by a black body (BB) heated from 2.6K to 20K. The typical response of one sample is presented in Figure 1 for several temperatures of the black body: 5, 10, 15 and 20K. The temperature of a substrate was monitored during the measurements using thermometers fabricated on the same substrate in one technological cycle with bolometers. The shown response is a pure optical response.

Experimental IV-curves were fitted using a model with two heat balance equations (one for superconducting electrode and one for normal metal absorber). The details about the model can be found elsewhere [4]. The response was calculated from simulated IV-curves and compared with the measured results.

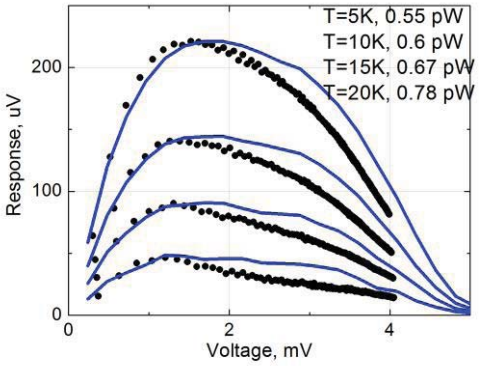


Figure 1. Response of bolometers at different temperatures of BB. Black - experiment, blue – fit. Background power 0.5 pW. First column – temperature of BB, second column – absorbed power from the fit.

Shape of response depends on a particular design and technological parameters like electrode thickness and is determined mainly by an interplay between three terms from the heat balanced equations: power deposited in normal metal Pn, power deposited in superconductor Ps and a fraction of Ps which returns to normal metal [4, 5].

The obtained fit qualitatively describes all main features of the IV-curves and gives reasonable quantitative coincidence. In this thesis we report about two main parameters: the responsivity S and the noise equivalent power (NEP). In order to calculate both quantities we need to know the absorbed power dP:

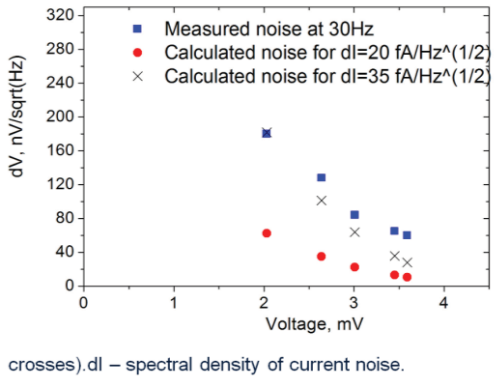
$$S = \Delta V/dP, \qquad NEP = dV/S, \qquad (f1)$$

here dV is the total measured voltage noise. There is no a direct way to measure absorbed power therefore we use two ways to estimate it. In a situation when all our assumptions and models are valid two approaches should give similar values.

The power P_1 found from the fitting model is of the order of 1 pW. The power P_2 estimated from properties of quasioptical components of the setup is one order of magnitude higher. Corresponding responsivities are $6 \cdot 10^8$ and $2 \cdot 10^7$ V/W. There are at least two possible reasons which can explain the difference between two approaches: poor coupling of antenna in the band and inconsistency of the fitting. The format of this thesis does not allow to discuss this question in more details.

According to simulations the background power, present in the cryostat, dominates the absorbed power at any temperatures of the black body, when the response is still optical. For the temperatures of the black body above 20K, we see mixed optical response of bolometers and phonon response due to heating of the substrate.

Except the optical background power we have to deal with another source of overheating of bolometers – compressor noise. Both sources cause a decrease of resistance ratio: the observed resistance ratio in a holder with optical window is 250 whereas the maximum theoretical ratio at 280mK is around 1000 for the critical temperature of aluminium1.46K. Separation between two sources can be done by measuring samples in fully closed holder which is planned to do in the next experiments.



crosses).dI – spectral density of current noise.

Figure 2. Noise measured (square) and calculated (circles and crosses).dI – spectral density of current noise.

Now when we know the absorbed power let us calculate NEP. Using the measured total noise shown in Figure 2 and power P_1 from the model we obtain that NEP is of the order of 1e-16 W/Hz$^{1/2}$ whereas with power P_2 NEP is 1e-15 W/Hz$^{1/2}$. The measured total noise is significantly higher than amplifier noise according to data-sheet for a given frequency, that signifies an additional current noise in our system. An additional source of the current noise can be vibrations of the wires caused by the pulse tube. The way to decrease this noise is to measure in calmer environment and to use amplifier with lower current noise.

Conclusions

We have measured and analyzed the Cold-electron bolometers integrated with cross slot antennas. Quasioptical filters developed by Cardiff University have been used to define the spectral bands to a reasonable degree of accuracy. At least three factors, which prevent us from observation of the photon noise limited performance of bolometers, have been determined in the course of this work, specifically the noise of amplifiers, noise caused by compressor and background power levels in measurement cryostats. Also it is shown that the power handled by the present design is significantly lower than power load of OLIMPO-like environment.

The work is supported by Russian Ministry of Science (Project 11.G34.31.0029) and is a part of research work at Chalmers University, thanks to a Swedish Institute scholarship.

References

1. L.S. Kuzmin. “Cold-Electron Bolometer,” in book: *BOLOMETERS*, ed. A.G.U.Perera, intechweb.org, ISBN 978-953-51-0235-9, pp. 77-106 (2012).
2. M. A. Tarasov *et al.*, IEEE TRANS. ON APPL. SUPERCOND., VOL. 21, NO. 6, DECEMBER (2011).
3. S. Masi *et al.*, Astronomy and Astrophysics, 458, 687-716, astro-ph/0507509 (2006).
4. S. Mahashabde *et al.*, in preparation.
5. G.S. O'Neil, PhD thesis, University of Colorado, (2011).

О возможности использования сверхпроводящего контура без переходов Джозефсона в качестве измерителя магнитного потока

А.А. Бурлаков, В.Л. Гуртовой*, А.И. Ильин, А.В. Никулов§, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432, г.Черноголовка, Московская обл.

* gurtovoi@iptm.ru, § nikulov@iptm.ru

Устойчивый ток, циркулирующий в замкнутом сверхпроводящем контуре, изменяется скачком с изменением квантового числа *n*, описывающего момент импульса сверхпроводящих пар. Предлагается использовать резкое изменение вероятности состояний с разной величиной *n* для создания СКИМП с большей чувствительностью по магнитному потоку. Для этого предлагается использовать сверхпроводящий контур с асимметричным подключением контактов, критический ток которых изменяется скачком при изменении *n*. Первые измерения подтвердили возможность получения большей величины производной измеряемого среднего напряжения от магнитного потока по сравнению с ПТ-СКВИДом.

Введение

В основе работы сверхпроводящих измерителей магнитного потока (СКИМП) лежит магнитная зависимость устойчивого тока в сверхпроводящем замкнутом контуре с одним (ВЧ-СКВИД) или двумя (ПТ-СКВИД) переходами Джозефсона [1]. Его величина в традиционных СКВИД изменяется в масштабе половины кванта потока $\Phi_0 = \pi\hbar/e$, так как сверхпроводящий ток через переход Джозефсона $I = I_c \sin\Delta\varphi$ [2] пропорционален синусу разности фаз $\Delta\varphi$. В данной работе предлагается использовать контур без переходов Джозефсона, устойчивый ток которого изменяется скачком с изменением квантового числа *n*.

Вероятность квантовых состояний

Величина устойчивого тока (persistent current) $I_p = s2en_sv$ определяется условиями квантования скорости

$$\oint_l dlv = \frac{2\pi\hbar}{m}(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}) \qquad (1)$$

и непрерывности тока I_p, циркулирующего в контуре с сечением *s* и плотностью сверхпроводящих пар n_s: $I_p = (q2\pi\hbar/ml\langle(sn_s)^{-1}\rangle)(n - \Phi/\Phi_0) = I_{p,A}2(n - \Phi/\Phi_0)$, где $\langle(sn_s)^{-1}\rangle = l^{-1}\oint_l dl(sn_s)^{-1}$.

Скорость (1), устойчивый ток и кинетическая энергия

$$E_n = \oint_l dlsn_s \frac{mv_n^2}{2} = I_{p,A}\Phi_0(n - \frac{\Phi}{\Phi_0})^2 \qquad (2)$$

сверхпроводящих пар в контуре (рис. 1) зависят от магнитного потока Φ и квантового числа *n*.

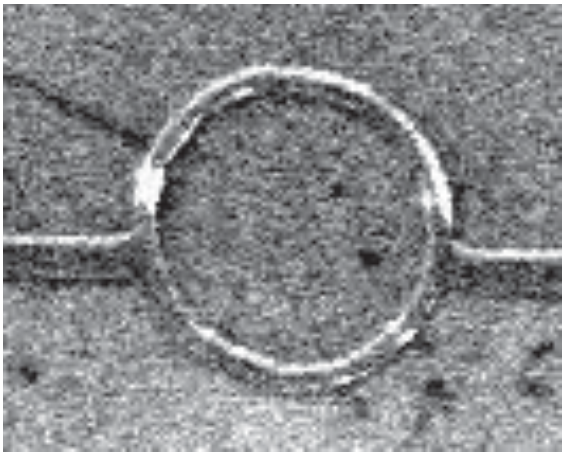


Рисунок 1. Контур из алюминия радиусом $r \approx 1$ *мкм* с асимметричным подключением контактов

При возвращении контура в сверхпроводящее состояние квантовое число принимает значение *n*, с вероятностью $P_n \propto exp(-E_n/k_BT)$, определяемой законами статистической физики. Многочисленные измерения критического тока [3-5] подтверждают подавляющую вероятность состояния с низшей энергией (2). При реальных значениях $I_{p,A} = 10$ *мкА* [3] величина $I_{p,A}\Phi_0 \approx 2\cdot10^{-20}$ *Дж* соответствует температурам $T_{dis} \approx 1500$ *K*. Вблизи $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ разность энергий (2) $E_n - E_{n+1} \approx I_{p,A}\Phi_0\, 0.5\Delta\Phi_e/\Phi_0$ и, сле-

довательно, вероятность состояния n изменяется от $P_n \approx 1$ до $P_n \approx 0$ в узком интервале $\Delta\Phi_e/\Phi_0 = \Phi/\Phi_0 - (n+0.5)$. При температуре измерения $T \approx 1$ *K* вероятность P_n должна измениться в 10 раз в интервале $\Delta\Phi_e \approx 0.0015\Phi_0$ в контуре с $I_{p,A} = 10$ *мкА*.

Критический ток сверхпроводящего контура с асимметричным подключением контактов

Распределение внешнего тока $I_{ext} = 2es_{long}n_{s,long}v_{long} - 2es_{sh}n_{s,sh}v_{sh}$ между длинной l_{long} (с сечением s_{long} и плотностью пар $n_{s,long}$) и короткой l_{sh} (с сечением s_{sh} и плотностью пар $n_{s,sh}$) частями контура $l = l_{long} + l_{sh}$ (рис. 1) однозначно определяется условием квантования (1). При одинаковом сечении $s_{long} = s_{sh} = s$ и плотности пар $n_{s,long} = n_{s,sh} = n_s$ скорость достигает критического значения в коротком сегменте $|v_{sh}| = v_c$ при

$$I_{ext,c} = I_{c0} + \frac{l}{l_{long}} I_p \ , \qquad (3a)$$

когда направления I_{ext} и I_p в нем совпадают. При изменении направления I_p скорость может достигнуть критического значения вначале в длинном сегменте $|v_{sh}| = v_c$ при

$$I_{ext,c} = \frac{l_{long}}{l_{sh}} I_{c0} - \frac{l}{l_{sh}} I_p \, , \qquad (3b)$$

если $I_{p,A}/I_{c0} > (l_{long} - l_{sh})l_{long}/l^2$. $I_{cO} = s2en_sv_cl/l_{long}$ – критический ток контура при нулевой величине устойчивого тока $I_p = I_{p,A}2(n - \Phi/\Phi_0) = 0$. За положительное направление выбрано направление слева направо для I_{ext} и по часовой стрелке для остальных величин. Короткий сегмент контура снизу, рис. 1. Критический ток, определяемый только (3a) при $I_{p,A}/I_{c0} < (l_{long} - l_{sh})l_{long}/l^2$, изменяется скачком на $2I_{p,A}l/l_{long}$ при изменении квантового числа n на 1.

Изменение среднего напряжения

При величине постоянного измерительного тока $I_{ext} \approx I_{c0}$ напряжение на кольце должно быть $V = 0$ при $n+1$ и $V \approx R_nI_{c0}$ при n. Его средние значения $\langle V \rangle \approx R_nI_{c0}P_n$ должны изменяться между минимальным и максимальным значениями в том же узком интервале значений магнитного потока $\Delta\Phi_e$, что и вероятности P_n, P_{n+1} состояний n и $n+1$. Величина $R_nI_{c0} = \rho j_c l_{sh}$, так как сопротивление контура в нормальном состоянии $R_n = \rho l_{long}l_{sh}/sl$, а $I_{c0} = sj_cl/l_{long}$. Изменение напряжения равно по порядку величины $\rho j_c l_{sh} \approx 10$ *мВ* при $l_{sh} \approx 1$ *мкм* и типичных значениях удельного сопротивления $\rho \approx 10^{-5}$ *Ом см* и плотности критического тока $j_c \approx 10^7$ *А/см*^{2} известных сверхпроводников, например ниобия. Это изменение на несколько порядков больше изменения напряжения на квант потока ПТ-СКВИДа [1]. Различие производной $\partial\langle V \rangle/\partial\Phi$, важного параметра при использовании ПТ-СКВИДа в качестве прибора [1], может быть еще на несколько порядков больше благодаря изменению среднего напряжения $\langle V \rangle \approx R_nI_{c0}P_n(\Delta\Phi_e)$ в интервале значений магнитного потока $\Delta\Phi_e << \Phi_0$.

Проведенные нами измерения вольт-амперных характеристик алюминиевых колец подтвердили возможность получения большой величины производной $\partial\langle V \rangle/\partial\Phi$. Измерения магнитных зависимостей критического тока колец с асимметричным подключением (рис. 1) подтвердили их периодичность, предсказываемую теорией (3). Экспериментальные результаты описываются выражением (3a) вблизи целых значений кванта потока. Но вблизи $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ наблюдается расхождение.

Литература

1. Б.Б. Шварц, С. Фонер (под редакцией) Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применение. Москва: Мир, 1980.
2. А. Бароне, Дж. Патерно, Эффект Джозефсона. Физика и применение. Москва: Мир, 1984.
3. В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов и др. // ЖЭТФ. Т.132, 1320 (2007).
4. D. S. Golubovic and V. V. Moshchalkov // Appl. Phys. Lett. V. 87, 142501 (2005).
5. В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, С.В. Карпий и др. // ЖЭТФ. Т. 132, 297 (2007).

Экспериментальные подтверждения возможности использования двухконтурного интерферометра в качестве прецизионного измерителя магнитного поля

V.N. Antonov[1], В.Л. Гуртовой[2,*], А.В. Никулов[2,§], R. Shaikhaidarov[1], В.А. Тулин[2]

1 Physics Department, Royal Holloway University of London, Egham, Surrey TW20 0EX, UK

2 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432, г.Черноголовка, Московская обл.

* gurtovoi@iptm.ru, § nikulov@iptm.ru

Измерены вольт-амперные характеристики и зависимость напряжения от магнитного поля двухконтурного интерферометра (ДКИ), предложенного ранее для прецизионного измерения магнитного поля. Измерения подтвердили, что скачок напряжения при изменении квантового числа, определяющего момент импульса сверхпроводящих пар в каждом из контуров, может достигать величины, соответствующей величине сверхпроводящей щели. Данный результат подтверждает возможность изготовления сверхпроводящего измерителя магнитного потока (СКИМП) с чувствительностью существенно большей, чем чувствительность известных СКИМП.

Введение

В работе [1] был предложен новый тип сверхпроводящего квантового интерференционного устройства (СКВИД), в котором два перехода Джозефсона не разрывают сверхпроводящий контур, а соединяют два сверхпроводящих контура, расположенных один над другим. Измерительный ток I втекает с одной стороны одного контура U_1 и, протекая через переходы Джозефсона J_a и J_b, вытекает с другой стороны второго контура D_3. Сверхпроводящий ток $I_s = I_a + I_b = I_{c,a}\sin(\Delta\varphi_a) + I_{c,b}\sin(\Delta\varphi_b)$ зависит от разности фаз $\Delta\varphi_a$, $\Delta\varphi_b$, соотношение между которыми определяется условиями квантования в трех контурах: $U_1 – U_2 – U_3 - U_4 – U_1$, $D_1 – D_2 – D_3 - D_4 – D_1$ и $U_1 – U_2 – D_2 – D_3 - D_4 - U_4 – U_1$ (рис.1). Первые два условия определяют скорости пар в сторонах контуров и, следовательно, набег фазы в них. В идеальном случае, рассмотренном в [1], квадратные контуры расположены один над другим и берегами переходов Джозефсона J_a и J_b являются $U_2 – D_2$ и $U_4 – D_4$. Скорости в этом случае определяются соотношениями: $v_{12U} + v_{23U} + v_{34U} + v_{41U} = (2\pi\hbar/ma)(n_U - \Phi/\Phi_0)$; $v_{12D} + v_{23D} + v_{34D} + v_{41D} = (2\pi\hbar/ma)(n_D - \Phi/\Phi_0)$; $v_{12U} = (I_{p,U} + I_a)/s_U 2en_{s,U}$; $v_{23U} = v_{34U} = I_{p,U}/s_U 2en_{s,U}$; $v_{41U} = (I_{p,U} – I_b)/s_U 2en_{s,U}$; $v_{12D} = I_{p,D}/s_D 2en_{s,D}$; $v_{23D} = (I_{p,D} + I_a)/s_D 2en_{s,D}$; $v_{34D} = (I_{p,D} – I_b)/s_D 2en_{s,D}$ и $v_{41D} = I_{p,D}/s_D 2en_{s,D}$. При величине устойчивых токов $I_{p,U}$, $I_{p,D}$, много большей величины критических токов $I_{c,a}$, $I_{c,b}$, скорости и набеги фаз в сторонах контуров равны: $v_{12U} \approx v_{23U} \approx v_{34U} \approx v_{41U} \approx v_U \approx (2\pi\hbar/m4a)(n_U - \Phi/\Phi_0)$; $v_{12D} \approx v_{23D} \approx v_{34D} \approx v_{41D} \approx v_D \approx (2\pi\hbar/m4a)(n_D - \Phi/\Phi_0)$. В этом случае условие квантования в третьем контуре дает равенство $\Delta\varphi_a - \Delta\varphi_b \approx \pi(n_U + n_D)$, согласно которому

$$I_s \approx I_{c,a}\sin(\Delta\varphi_a) + I_{c,b}\sin(\Delta\varphi_a + \pi(n_U + n_D)) \qquad (1)$$

и критический ток двухконтурного интерферометра (ДКИ) $I_{c,2in}$ зависит только от суммы квантовых чисел n_U и n_D, определяющих момент импульса сверхпроводящих пар в каждом из контуров: $I_{c,2in} \approx 2I_c$, когда сумма $n_U + n_D$ четное число, и $I_{c,2in} \approx 0$, когда нечетное, если $I_{c,a} = I_{c,b} = I_c$.

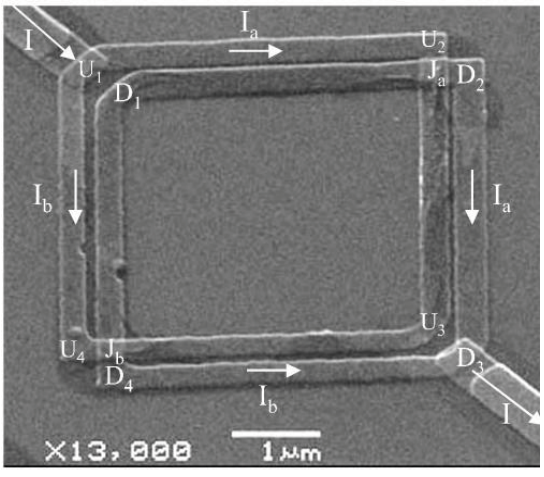


Рисунок 1. Структура из двух алюминиевых контуров, связанных переходами Джозефсона J_a и J_b.

Измерения реальных ДКИ

В данной работе исследовались реальные ДКИ, изготовленные наиболее простым способом напыления двух слоев алюминия под разными углами. После напыления первого слоя, через нависающую резистивную маску, полученную электронно-лучевой литографией, напускался кислород, и проводилось окисление его поверхности на глубину, определяемую временем окисления и давлением кислорода. После этого без разрыва вакуума напылялся второй слой. Таким образом получались структуры, одна из которых показана на рис.1.

Условие $I_{p,U}$, $I_{p,D} >> I_{c,a}$, $I_{c,b}$ в изготовленных таким образом структурах выполняется. Но из-за смещения контуров относительно друг друга критический ток этих реальных ДКИ зависит не только от квантовых чисел, но и от величины магнитного поля. Другим недостатком такого способа изготовления является образование двух дополнительных ненужных переходов Джозефсона в U_1 и D_3 (рис.1). Из-за этого на вольт-амперных характеристиках наблюдаются три ступеньки (рис. 2).

Несмотря на эти недостатки, измерения данных структур позволили убедиться в возможности наблюдения скачков напряжения большой величины при изменении квантовых чисел в контурах. Мы наблюдали скачки напряжения величиной, соответствующей величине сверхпроводящей щели 2Δ/e (рис.2).

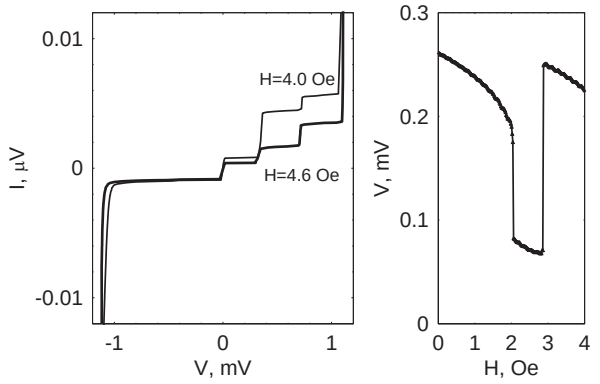


Рисунок 2. Слева вольт-амперные характеристики структуры ДКИ, измеренные при температуре 0.44 К в магнитном поле 4.0 Э и 4.6 Э. Справа зависимость напряжения от магнитного поля, измеренная при температуре 0.56 К и токе I ≈ 8.4 нА.

Возможность получения большой чувствительности по магнитному полю с помощью ДКИ

При наших измерениях изменение квантовых чисел n_U и n_D происходило при достижении $I_{p,U}$ и $I_{p,D}$ критического значения, которое в контурах размером $a \approx 4$ *мкм*, превышающим корреляционную длину сверхпроводника, больше равновесной величины устойчивого тока при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$. Для использования ДКИ в качестве измерителя магнитного потока один из контуров или его сегментов должен переводиться на короткое время в нормальное состояние. При обратном переходе с вероятностью $P_n \propto exp(-E_n/k_BT)$, определяемой законами статистической физики, квантовое число принимает значение n, соответствующее минимальной энергии

$$E_n = \oint_l dl s n_s \frac{m v_n^2}{2} = I_{p,A}\Phi_0 (n - \frac{\Phi}{\Phi_0})^2 , \qquad (2)$$

которая при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ соответствует двум состояниям n и $n + 1$. При реальных значениях амплитуды осцилляций устойчивого тока в равновесном состоянии $I_{p,A} = 10$ *мкА* [2] величина $I_{p,A}\Phi_0 \approx 2\ 10^{-20}$ *Дж* соответствует температуре $T_{dis} \approx 1500$ *K*. Вблизи $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ разность энергий (2) $E_n - E_{n+1} \approx I_{p,A}\Phi_0\ 0.5\Delta\Phi_e/\Phi_0$ и, следовательно, вероятность состояния n изменяется от $P_n \approx 1$ до $P_n \approx 0$ в узком интервале $\Delta\Phi_e/\Phi_0 = \Phi/\Phi_0 - (n+0.5)$. В контуре с $I_{p,A} = 10$ *мкА* вероятность P_n должна измениться в 10 раз в интервале $\Delta\Phi_e \approx 0.0015\Phi_0$ при температуре измерения $T \approx 1$ *K*. При величине скачка напряжения $|V(n+1) - V(n)| \approx 0.2$ *мВ*, измеренной нами (рис. 2), чувствительность ДКИ в этом случае может достигать $\partial\langle V\rangle/\partial\Phi \approx 140$ *мВ*/Φ_0. Еще одним важным преимуществом ДКИ является независимость чувствительности от площади контуров. Это позволяет измерять слабые магнитные поля без трансформатора потока.

Литература

1. A.V. Nikulov // in Proceedings of 18th International Symposium "NANOSTRUCTURES: Physics and Technology", Russia, St. Petersburg, Ioffe Physical-Technical Institute p. 367 (2010); arXiv: 1006.5332.

2. В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов и др. // ЖЭТФ. Т.132, 1320 (2007).

The microscopic theory of the Josephson current in junctions with multi-band superconductors

I. A. Devyatov[1,*], A. V. Burmistrova[1,2]

1 Lomonosov Moscow State University Skobeltsin Institute of Nuclear Physics, 1(2), Leninskie gory, GSP-1, Moscow 119991, Russian Federation.

2 Moscow State Pedagogical University, Moscow 119992, Russian Federation.

*igor-devyatov@yandexl.ru

The microscopic theory of dc Josephson current in contacts between high temperature Fe-based superconductor and spin-singlet s-wave superconductor is presented here. The basis of this theory is construction of a coherent temperature Green's function of a conventional spin-singlet s-wave superconductor/Fe-based superconductor (FeBS) junction in the framework of the tight-binding model. We calculate the phase dependencies of the Josephson current for different directions of current relative to the crystallographic axes of Fe-based superconductor and different length of an insulator layer and temperature dependencies of the critical Josephson current. This proposed method can be applied for calculations of a normal and dc Josephson current in contacts with other new unconventional multiorbital superconductors as Sr2RuO4 and doped superconducting insulator CuxBi2Se3. We confirm microscopically the previously suggested crucial experiment to determine the type of the superconducting order parameter symmetry in Fe-based superconductors. We also calculated current-voltage characteristics (CVC) of FeBs break junctions in c direction.

Introduction

The type of the symmetry of the order parameter in unconventional superconductors keeps an important information about the mechanism of superconducting pairing in it. Therefore, determination of the symmetry of the order parameter of new unconventional superconductors is one of the first tasks after their discovery. It is well-known that the phase-coherent tunneling experiments with junctions with unusual superconductors provide an important information about the symmetry of the order parameter in them. The common property of such new unusual superconductors as Sr_2RuO_4, Fe-based superconductors (FeBS), doped superconducting insulators $Cu_xBi_2Se_3$ is that all of them are multiband metals with several bands which intersect a Fermi surface. Also these unconventional superconductors have unusual single-particle excitation spectrum, and one can expect an anisotropic and sign-changing for different directions superconducting order parameters in them. The processes of interband and intervalley scattering are very important at the boundaries of these new multiband unconventional superconductors. A microscopic theory to describe the current of single-particle excitations in junctions of a normal metal with a multiband superconductor, which takes into account these unusual properties of these materials, has been proposed only recently [1,2]. But there is still no consistent microscopic theory to describe the Josephson tunneling in junctions between multiband superconductor and conventional single-band spin-singlet *s*-wave superconductor ($S/I/S_p$ junction). Also there are no microscopic theory of FeBS break junctions for transport in *c* direction which takes into account processes of Multiple Andreev Reflection (MAR). In this paper we create microscopic description of all these processes and confirm recently suggested scheme [3] for determination the symmetry of the order parameter in FeBS.

Model

In our calculations we use minimal two-orbital model of FeBS considering d_{xz} and d_{yz} orbitals in iron. For the pair potential we consider the intra-orbital $s_{\pm}$ and s_{++} models. We consider the case of zero misorientation angle of the crystallographic axes of FeBS with respect to interface. To calculate the Josephson current across $S/I/S_p$ junction we construct coherent Green's function **G** of the whole system. We built separately Green's functions of FeBS in two-orbital model, and Green's functions of a conventional superconductor and an insulator in a single-orbital model.

Using boundary conditions, derived in [1,2], we matched Green's functions on boundaries and have constructed coherent Green's function of the whole $S/I/S_p$ junction. It enabled us to calculate the phase and

temperature dependencies of the Josephson current across the junction [4,5].

The CVC of FeBS break junction in *c* direction we have calculated by generalizing the approach, presented in [6], for multiorbital superconductors in tight binding approximation.

Results and Discussion

Our calculations [4,5] demonstrate, that for atomically sharp interface and different set of hopping parameters across interface S/I/S_p Josephson junction can achieve ground state at the phase difference $\varphi=\pi$, $\varphi=0$ and $\varphi=\varphi_0$, where $0<\varphi_0<\pi$, for the case of charge transport in *a-b* plane of FeBS and $s_{\pm}$ wave symmetry of the superconducting order parameter in a FeBS. Taking into account of relatively long insulating layer *I* in such S/I/S_p junction leads to current-phase dependencies very close to sinusoidal with ground state at $\varphi=\pi$ and $\varphi=0$.

Our calculations [4,5] of the phase dependencies of the Josephson current across S/I/S_p junction with the s_{++} wave symmetry of the superconducting order parameter in a FeBS demonstrate, that for all cases this junction has ground state at $\varphi=0$. So, one can conclude that it is difficult to distinguish between the symmetries of the order parameter in FeBS by examining the (100) oriented S/I/S_p junctions.

But the situation changes in the case of investigation of *c* oriented S/I/S_p Josephson junctions. Our calculations [4,5] demonstrate, that this S/I/S_p Josephson junctions has ground state at $\varphi=\pi$ for atomically sharp boundary and ground state at $\varphi=0$ for the case of long insulator layer *I*. It is possible to create a loop of a conventional superconductor, one end of which is oxidized and other is not, connect it with *c*-oriented FeBS and create a dc SQUID. If one observes in this experiment π phase shift, it will be the crucial evidence in favor in presence of the $s_{\pm}$ wave symmetry of the superconducting order parameter in a FeBS. This experiment was suggested recently in [3].

The calculated temperature dependencies of the critical Josephson current across S/I/S_p junction do not differ significantly from usual Ambegaokar-Baratoff temperature dependence for all types of symmetries of the order parameter in FeBS, all possible directions of current and all possible types of boundaries.

Our calculations of CVC of FeBS break junctions in *c* direction demonstrate the possibility to distinguish different symmetries of the order parameter in FeBS due to an anisotropy of the order parameter.

This work was supported from the Russian Foundation for Basic Research, projects N 13-02-01085-a, 14-02-31366-mol_a and partly supported by the Ministry of Education and Scienceof the Russian Federation, contract N 14.B25.31.0007 of 26 June 2013.

References

1. A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov // JETP Lett., V. 95, 239 (2012).
2. A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, A.A. Golubov *et al.* // J. Phys. Soc. Jpn., V. 82, 034716 (2013).
3. A.A. Golubov and I.I. Mazin // Appl. Phys. Lett., V. 102, 032601 (2013).
4. A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov // arXiv:1312.5930v1 [cond-mat.supr-con] 20 Dec 2013.
5. A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, A.A. Golubov *et al.* // arXiv:1312.6545v1 [cond-mat.supr-con] 23 Dec 2013.
6. D. Averin, A. Bardas // Phys. Rev. Lett., V 75, 1831 (1995).

Влияние внешнего магнитного поля на эффективность детектирования одиночных фотонов

А. Н. Зотова, Д. Ю. Водолазов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

Получена зависимость тока детектирования (тока, при котором в сверхпроводнике возникает напряжение) от положения «горячего» пятна (область с подавленным сверхпроводящим параметром порядка) в пленке. Эта зависимость немонотонна и имеет минимумы, когда край пятна касается края пленки. Детектирование одиночных фотонов определяется минимальным током детектирования (при транспортном токе I ≈ Idetmin), который в слабых магнитных полях изменяется существенно меньше, чем ток детектирования на границе пленки. Отсюда следует отсутствие влияния слабого магнитного поля на детектирование низкоэнергетических фотонов. В то же время магнитное поле сильнее всего изменяет плотность тока вблизи краев пленки, что оказывает сильное влияние на флуктуационный вход вихря в сверхпроводник и, следовательно, влияет на вероятность появления «темнового» отсчета.

Введение

В недавнем эксперименте было обнаружено, что магнитное поле оказывает влияние на работу однофотонных сверхпроводящих детекторов [1]. Авторами было получено, что при увеличении приложенного магнитного поля уровень «темновых» отсчетов возрастал, однако детектирование одиночных фотонов практически не менялось. Предсказанная в теоретической работе [2] зависимость скорости счета фотонов от магнитного поля не описывает полученный в эксперименте результат.

Модель

В нашей работе проводится численное решение уравнения Гинзбурга-Ландау и уравнения Пуассона для электрического потенциала [3] в рамках модели «горячего» пятна [4, 5]. Мы рассматриваем двумерную пленку шириной w = 20ξ, место поглощения фотона моделируется круглой областью с частично подавленным параметром порядка (именуемой в дальнейшем пятном), центр области в процессе расчетов изменяет свою координату в направлении поперек пленки, магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости пленки.

Результаты

Рис. 1 демонстрирует зависимость тока детектирования от координаты Y центра пятна для пятен радиусов R_0 = 2ξ, 4ξ, 5ξ, соответствующих поглощенным фотонам длин волн λ/η = 7.2, 3.6, 2.9 мкм (η – часть энергии поглощенного фотона, идущая на создание пятна).

Немонотонность зависимости тока детектирования от поперечной координаты места поглощения фотона объясняется тем, что для различных координат центра пятна влияние границ пленки на процесс детектирования различно.

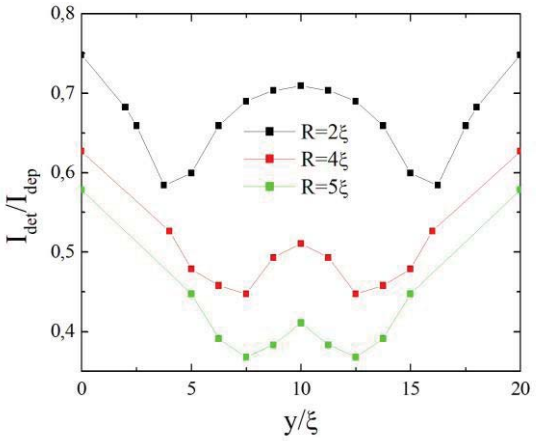


Рисунок 1. Зависимость тока детектирования от поперечной координаты места поглощения фотона для разных радиусов пятна (и, соответственно, разных энергий фотона).

Из рис. 1 видно, что положение минимумов на графиках определяется радиусами пятен. Минимальное значение достигается, когда край пятна оказывается от края пленки на расстоянии порядка длины когерентности. Этим объясняется сдвиг минимумов к центру пленки при увеличении радиуса пятна.

Теперь рассмотрим, как рассчитанные нами зависимости тока детектирования от места поглощения фотона связаны с измеряемой в экспериментах величиной – эффективностью детектирования. Рассмотрим на рисунке 1 кривую, соответствующую радиусу пятна $R_0 = 4\xi$. Можно заметить, что при токах смещения $I > 0.626\ I_{dep}$ детектирование происходит при поглощении фотона в любой области прямой пленки, следовательно, эффективность детектирования (DE) в нашей модели равна единице (рис. 2). При токах $0.447\ I_{dep} < I < 0.626\ I_{dep}$ продетектированы будут только фотоны, попавшие в те места пленки, для которых ток детектирования ниже заданного тока (DE < 1). При токах $I < 0.447\ I_{dep} = I_{det}^{min}$ при поглощении фотона плотность тока нигде не превысит плотность тока распаривания вне зависимости от места поглощения фотона, и в отсутствие флуктуаций сверхпроводящее состояние останется устойчивым. При таких токах величина эффективности детектирования зависит от величины наибольшего из энергетических барьеров ΔF ($DE \sim \exp(-\Delta F/(k_B T))$): на вход вихря через край пленки в пятно или на выход вихря из пятна в пленку в направлении противоположной границы пленки.

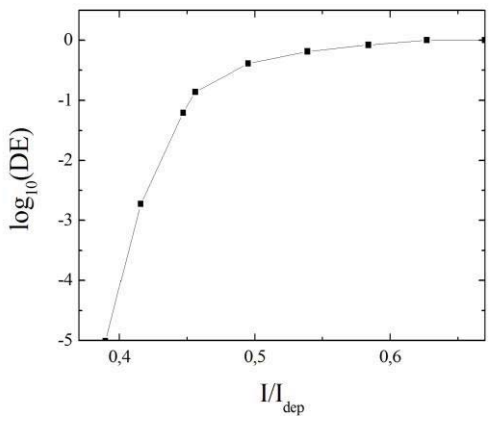


Рисунок 2. Зависимость эффективности детектирования от тока смещения.

Теперь рассмотрим, как магнитное поле влияет на зависимость тока детектирования от координат пятна. Вычисления проведены для пятна радиуса $R_0 = 4\xi$, что соответствует длине волны фотона $\lambda/\eta = 3.6$ мкм.

Из рис. 3 видно, что сильнее всего при увеличении магнитного поля ток детектирования изменяется на краю пленки. Качественно это можно объяснить тем, что магнитное поле сильнее изменяет плотность тока вблизи краев пленки. Следовательно, наиболее заметное влияние магнитное поле будет оказывать на возникновение темновых отсчетов, так как чем выше плотность тока на краю пленки, тем выше вероятность входа вихря через край пленки и, соответственно, выше вероятность возникновения темнового отсчета.

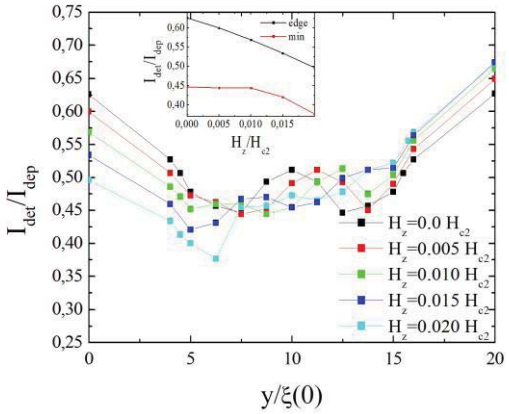


Рисунок 3. Зависимость тока детектирования от поперечной координаты места поглощения фотона при разных магнитных полях. На вставке показана зависимость тока детектирования от магнитного поля для пятна на краю пленки и пятна в положении, соответствующем минимуму тока детектирования.

Детектирование фотонов, в свою очередь, будет определяться минимальным значением тока детектирования из всех токов, соответствующих различным местам поглощения фотона. Из рисунка 3 и вставки на рисунке 3 видно, что по сравнению с током детектирования на краю пленки ток детектирования в минимуме в небольших полях меняется слабо. Этим объясняется отсутствие экспериментальной зависимости скорости счета фотонов в слабых магнитных полях.

Литература

1. A. Engel, A. Schilling, K. Il'in, M. Siegel // Physical Review B, V. 86, 140506(R) (2012).
2. L. N. Bulaevskii, M. J. Graf, V. G. Kogan // Physical Review B, V. 85, 014505 (2012).
3. A. Zotova, D. Y. Vodolazov // Physical Review B, V. 85, 024509 (2012).
4. A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, A. A. Korneev // Physica C (Amsterdam), V. 351, 349 (2001).
5. A. Semenov, A. Engel, H.-W. Hübers, K. Il'in, M. Siegel // European Physical Journal B, V. 47, 495 (2005).

Исследование и оптимизация криогенного гармонического фазового детектора

К.В. Калашников[1,2,*], В.П. Кошелец[1,§]

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, г. Москва.

2 Московский физико-технический институт, пер. Институтский, 9, Долгопрудный.

*kalashnikov@hitech.cplire.ru, §valery@hitech.cplire.ru

Продолжено исследование нового элемента сверхпроводниковой электроники – криогенного гармонического фазового детектора (КГФД) на основе туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС). Ранее было экспериментально показано, что данный элемент может быть успешно использован для фазовой синхронизации криогенного генератора субмм диапазона к высокостабильному опорному синтезатору. В данной работе предложен метод оценки эффективности синхронизации генератора по отклику КГФД по постоянному току, реализована экспериментальная установка для измерения выходного сигнала КГФД. С помощью данной установки показано, что джозефсоновский режим смешения является более эффективным при работе СИС-перехода в качестве КГФД (выходной сигнал на 12 дБ больше, чем в квазичастичном режиме), несмотря на увеличение уровня шумов на 4 дБ.

В ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН разработан и апробирован сверхпроводниковый интегральный приемник (СИП) субмм диапазона длин волн [1], уже нашедший свое практическое применение в качестве спектрометра в атмосферных исследованиях [2]. Гетеродином в данном приемнике является длинный джозефсоновский переход (ДДП), и спектральное разрешение СИП определяется формой линии генерации ДДП. Высокое спектральное разрешение приемника достигается за счет использования системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), которая синхронизирует ДДП с внешним высокостабильным синтезатором.

Используемая в настоящий момент полупроводниковая система ФАПЧ обладает полосой 12 МГц, поэтому с ее помощью можно эффективно синхронизировать (более 90% мощности излучения в центральном пике) только не слишком широкие линии генерации ДДП. Поэтому был предложен новый элемент сверхпроводниковой электроники – криогенный гармонический фазовый детектор (КГФД) [3, 4] на основе туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник, с помощью которого можно реализовать полностью криогенную систему ФАПЧ, расположенную в непосредственной близости от ДДП.

Идея такой системы ФАПЧ состоит в следующем: часть сигнала ДДП частоты $f_{ДДП}$ подается на КГФД, где смешивается с k-ой гармоникой сигнала опорного синтезатора частоты $f_{синт}$, причем $f_{синт}$ подбирается так, что $f_{ДДП} = k \cdot f_{синт}$. При изменении мгновенной частоты ДДП возникает сигнал обратной связи, который заводится на управляющий электрод ДДП через фильтр нижних частот и изменяет мгновенную частоту генерации. Полоса такой системы составляет около 70 МГц.

Тем не менее, криогенная система ФАПЧ обладает недостатками, самым существенным из которых является малая величина выходного сигнала КГФД (около -75 дБм). Недостаточная величина сигнала обратной связи не позволяет эффективно синхронизовать линию излучения во всей полосе ФАПЧ. Таким образом, увеличение сигнала КГФД является первоочередной задачей по развитию системы ФАПЧ на основе КГФД.

Поскольку непосредственное наблюдение за спектром синхронизированного генератора требует дополнительного смесителя с приемной антенной и значительно усложняет схему, в данной работе предложен метод оценки выходного сигнала КГФД по амплитуде низкочастотного сигнала ошибки при малой отстройке частоты генератора $f_{ДДП}$ от гармоники опорного сигнала $k \cdot f_{синт}$ (рис. 1). То, что отклик существует только в узком диапазоне частот (в несколько раз уже, чем полоса синхронизации), говорит о недостаточности величины выходного сигнала КГФД для оптимальной работы системы ФАПЧ.

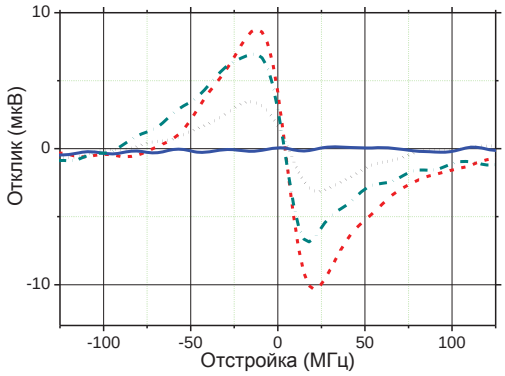


Рисунок 1. Зависимости величины выходного сигнала КГФД от отстройки синтезатора.

Показано, что эффективность синхронизации (процент синхронизированной мощности излучения) находится в прямой зависимости с амплитудой этого сигнала. Экспериментально продемонстрировано, что амплитуда сигнала СИС-перехода в режиме КГФД может быть оценена по амплитуде переменного выходного сигнала этого же СИС-перехода в режиме гармонического смесителя (ГС), т.е. в случае когда $f_{ДДП} - k \cdot f_{синт} = 4$ ГГц (рис. 2).

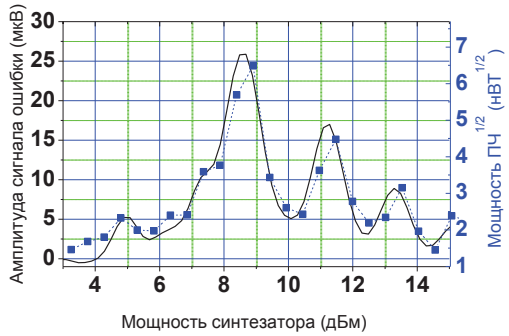


Рисунок 2. Амплитуда сигнала ошибки КГФД (левая ось, линия) по постоянному току и амплитуда сигнала ПЧ гармонического смесителя (правая ось, квадраты) на частоте 4 ГГц в зависимости от мощности опорного синтезатора.

Создана экспериментальная установка типа «зонд-вставка», с помощью которой возможно исследование мощности сигнала промежуточной частоты (ПЧ) СИС-перехода в режиме ГС и амплитуды сигнала ошибки в режиме КГФД в зависимости от параметров СИС-перехода. С помощью данной установки экспериментально исследованы квазичастичный (с подавленным критическим током) и джозефсоновский (без подавления) режимы работы КГФД. Обнаружено, что в джозефсоновском режиме мощность выходного сигнала на 12 дБ превышает мощность сигнала в квазичастичном режиме при тех же параметрах сигналов, а уровень шума – только на 4 дБ.

Оптимизация параметров КГФД позволит увеличить его выходной сигнал, что позволит эффективно синхронизовать широкие линии излучения ДДП (более 10 МГц) и использовать СИП в задачах радиоинтерферометрии и теравидения.

Работа поддержана грантами РФФИ и проектами МОН РФ, а также грантом Президента России для ведущих научных школ НШ-4871.2014.2.

Литература

1. V.P. Koshelets, S.V. Shitov // Supercond. Sci. Technol., v. 13, 5, R53-R69 (2000).
2. G. de Lange, D. Boersma, J. Dercksen, et al. // Supercond. Sci. Technol., v. 23, 045016 (2010).
3. К. В. Калашников, А. В. Худченко, В. П. Кошелец // Известия РАН. Серия физическая, т. 77, №1, 33 (2013).
4. K. V. Kalashnikov, A. V. Khudchenko, and V. P. Koshelets // Appl. Phys. Lett., v. 103, 102601 (2013).

Время электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводниковых пленках нитрида титана

А. И. Кардакова[1,*], М. И. Финкель[1], Д.В. Морозов[2], В. В. Ковалюк[1], П. П. Ан[1], Г. Н. Гольцман[1]

1 Московский государственный педагогический университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 119991

2 Cardiff University, Queen's Buildings The Parade,Cardiff, UK, CF24 3AA

*kardakova@rplab.ru

Определены времена электрон-фононного взаимодействия в тонких сверхпроводниковых пленках нитрида титана. Измеренные значения τ_{eph} находятся в диапазоне от 5.5 нс до 88 нс при температурах 4,2 К и 1,7 К, соответственно, и соответствуют температурной зависимости T^{-3}.

Введение

Особый интерес к сверхпроводниковым пленкам нитрида титана (TiN) связан с их привлекательностью для изготовления чувствительных сверхпроводниковых детекторов, в частности детекторов на кинетической индуктивности [1] и болометров на горячих электронах [2]. Недавние исследования низкотемпературных транспортных свойств TiN показали в пленках с толщинами менее 5 нм прямой переход сверхпроводник-изолятор [3], что также может быть использовано для разработки детекторов. Кроме того, сильно неупорядоченные пленки TiN интересны для наблюдения эффекта когерентного квантового проскальзывания фазы [4]. Для успешного развития всех перечисленных направлений важно иметь представление о процессе и скоростях релаксации энергии в материале.

В случае тонких сверхпроводящих пленок при температурах, близких к T_c, процесс релаксации контролируется электрон-фононным взаимодействием, которое зависит от материала. Определение времени электрон-фононного взаимодействия в пленках TiN является целью данного исследования.

Исследованные образцы и методика измерений

Исследуемые образцы представляют собой пленки TiN, осажденные на сапфировые подложки при комнатной температуре методом магнетронного осаждения из Ti-мишени в атмосфере смеси газов (Ar и N_2). Мощность разряда была 900 Вт. Скорости потоков аргона и азота были установлены 1.3 $см^3/с$ и 6.5 $см^3/с$. Остаточное давление в вакуумной камере не превышало $2\cdot10^{-7}$ мбар.

Исследуемые пленки имеют толщину 80 нм, 22 нм и 15 нм и в дальнейшем обозначены как N1, N2 и N3. Основные параметры для данных пленок перечислены в таблице 1. Для определения коэффициента диффузии электронов использовалась зависимость второго критического поля H_{c2} от температуры [5]. Значения длины свободного пробега l были оценены согласно выражению $l = 3D/v_F$, где $v_F = 7 \times 10^5$ м/с – скорость Ферми для TiN [6].

Прямое определение времени энергетической релаксации электронов в сверхпроводниковых наноструктурах осуществляется методом [7], основанным на эффекте электронного разогрева. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Образец находится при температуре, соответствующей середине сверхпроводящего перехода, и смещен небольшим постоянным током. Образец облучается амплитудно-модулированным

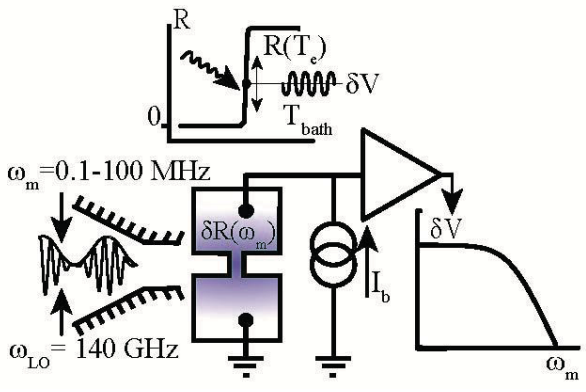


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки

субмиллиметровым излучением с частотой модуляции ω_m. Под воздействием излучения происходит повышение электронной температуры T_e в образце, что приводит к увеличению сопротивления образца и, следовательно, к появлению сигнала напряжения δV, пропорционального току смещения $\delta V = I \times \delta R$. Время релаксации определяется непосредственно из частотных зависимостей отклика образца $\delta V(\omega_m)$ на электромагнитное излучение.

Таблица 1. Параметры исследуемых пленок

	d, нм	T_C, K	$R_{\square}^{300K}$, Ом/кв	D, см^2/с	*l*, нм
N1	80	4.6	12	1.10	0.47
N2	22	3.6	48	0.96	0.40
N3	15	2.6	66.3	1.04	0.43

Результаты измерений

На рисунке 2 представлены типичные амплитудно-частотные зависимости отклика $\delta V(\omega_m)$. Данные зависимости хорошо описываются выражением

$$\delta V(\omega_m) = \delta V(0)/\sqrt{1+\omega_m^2/\omega_{3dB}^2}, \quad (1)$$

где $\omega_{3dB}=1/\tau$ – частота, соответствующая спаду сигнала на 3дБ (промежуточная частота), и τ – это время релаксации энергии электронов, которое мы рассматриваем как время электрон-фононного взаимодействия.

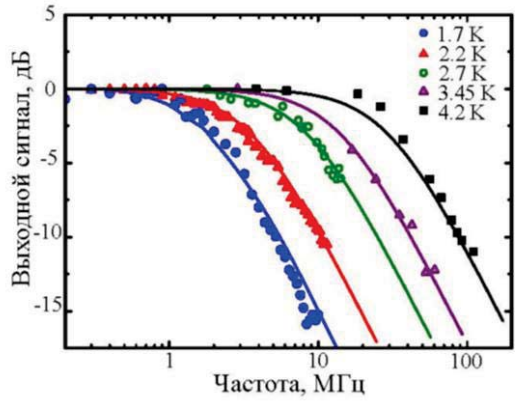


Рисунок 2. Зависимости сигнала от частоты δV (ω_m) при разных температурах для образца N1. Сплошные кривые получены с помощью уравнения 1

На рисунке 3 показаны температурные зависимости времени релаксации энергии электронов для образцов N1, N2 и N3. Полученные данные описываются выражением $\tau \sim T^{-n}$, где $n = 3.05 \pm 0.14$ для образца N1 и $n = 2.84 \pm 0.38$ для образца N3. При этом согласно экспериментальным данным при понижении температуры от 4.2 K до 1.7 K время растет от 5.5 нс до 88 нс, и такая зависимость времени от температуры соответствует выражению $\tau_{eph} = \alpha T^{-3.0 \pm 0.13}$, где $\alpha = 407\ ns \times K^3$ - параметр, зависящий от материала. Поскольку постоянная времени во всех образцах зависит от температуры и не зависит от толщины пленки, то это говорит о том, что скорость релаксации энергии электронов ограничена временем электрон-фононного взаимодействия.

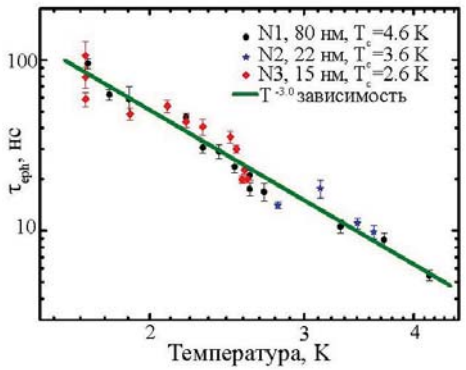


Рисунок 3. Зависимость времени электрон-фононного взаимодействия от температуры

В рамках данного исследования мы определили время электрон-фононного взаимодействия в тонких пленках TiN и обнаружили, что температурная зависимость τ_{eph} для данных пленок, осажденных методом магнетронного распыления, соответствует одинаковой тенденции T^{-3}.

Литература

1. H.G.Leduc, B. Bumble, P.K. Day, *et al.* //Applied Physics Letters, V. 97, 102509 (2010).
2. P. Day, H.G. Leduc, C.D. Dowell, *et al.* //Journal of Low Temperature Physics, V. 151, 477 (2008).
3. T.I. Baturina, Yu. Mironov, V.M. Vinokur, *et al.* // Physics Review Letters, V. 99, 257003 (2007).
4. O.V. Astafiev, L.B. Ioffe, S. Kafanov, *et al.* // Nature, V. 484, 355 (2012).
5. Barry P. Martins, *New frontiers in Superconductivity Research* (New York, 2006), p.171.
6. J. S. Chawla, X. Y. Zhang and D. Gall// Journal of Applied Physics, V. 113, 063704 (2013).
7. E.M. Gershenzon, M.E. Gershenzon, G.N. Gol'tsman, *et al.* //Journal of Experimental and Theoretical Physics, V. 97, 901 (1990).

Электронный транспорт в меза-гетероструктурах ВТСП – купрат кальция – низкотемпературный сверхпроводник

Ю. В. Кислинский[1, 3,*], А. В. Зайцев[1], К. И. Константинян[1], Г. А. Овсянников[1, 2], А. Л. Васильев[4], Ф. В. Комиссинский[1, 5], Ю. Н. Хайдуков[6], А. В. Шадрин[1, 2], А. Е. Шейерман[1]

1 ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

2 Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция

3 Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН, Москва, Россия

4 Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

5 Дармштадтский технический университет, Дармштадт, Германия

6 Институт ядерной физики им. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*yulii@hitech.cplire.ru

Обнаружено обогащение носителями до металлического состояния на глубину десятки nm купратной прослойки в гетероструктурах Nb-Au/CaSrCuO/YBaCuO. Путем измерения емкости гетероструктур получены данные о толщинах обогащенной и диэлектрической частей прослойки. Приводится качественная зонная модель гетероструктуры.

Введение

Границы раздела оксидных материалов влияют на зонные диаграммы материалов в переходе, изменяют связи между ионами. Так, на границе $CaCuO_2/SrTiO_3$ (CCO/STO) обнаружены избыточные атомы кислорода в слое CCO толщиной 1 ÷ 2 элементарных ячейки, что привело к обогащению его дырками и сверхпроводимости [1]. В переходах из купратных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO) с другими оксидами [2, 3] наблюдалось изменение концентрации носителей в прослойках, объясняемое модификацией их зонной диаграммы. Ряд работ объясняет транспорт в джозефсоновских переходах на языке локализованных состояний [4].

Нами были созданы и исследованы гетероструктуры Nb-Au/$Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$/YBCO (ГС) с границей раздела купратного антиферромагнетика и купратного сверхпроводника. Тонкие пленки $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ (CSCO) состава x=0.15 или x=0.5 являются антиферромагнитными и диэлектрическими. Из-за прыжковой проводимости CSCO его удельное сопротивление росло с понижением температуры от $\rho(300)\sim0.01$ Ωcm^2 при 300 K до $\rho(4.2)>10^4$ Ωcm^2. Однако требовалось подробное исследование модификации электронных характеристик границ раздела в ГС одновременно со структурным анализом.

Результаты эксперимента

Проводился энергодисперсионный рентгеновский микроанализ состава гетероструктур. По этой методике измерялась зависимость коэффициента отражения X-лучей от длины волны, из которой получено распределение элементов по глубине гетероструктуры (рис. 1). Эксперименты с отражением нейтронов давали аналогичные результаты.

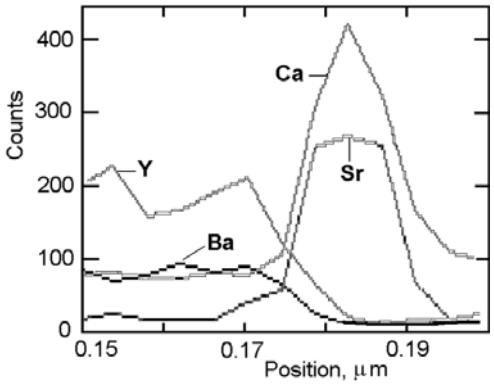


Рисунок 1. Элементный состав поперечного сечения . гетероструктур в окрестности границы YBCO/CSCO [5].

Толщина переходного слоя на рис. 1 не более 5 nm, но оценка по удельной емкости ГС дает толщины металлического слоя d_N в десятки nm. ВАХ ГС имели гистеризис, указывающий на наличие емкости C, пропорциональной параметру Мак-Камбера $\beta_C=4\pi eI_CR_N^2C/h$, где R_N – нормальное сопротивление, I_C – критический ток. ГС имели планарную

геометрию, нами использовалась модель плоского конденсатора для барьера на границе Nb-Au/CSCO: $C=\varepsilon_0\varepsilon A/d_0$, где ε – диэлектрическая проницаемость, d_0 – толщина изолятора, A – площадь перехода. Получены отношения $d_0/\varepsilon=4\pi\varepsilon_0/h \bullet AI_C R_N^2/\beta_C$ для ГС с различными толщинами прослойки $Ca_{0.5}Sr_{0.5}CuO_2$ – d_M. Отношения d_0/ε для меза-структур без прослойки Nb-Au/YBCO (МС) имели доверительный интервал в одно среднеквадратичное отклонение 0.35±0.15 nm. Для структур с прослойками 20 nm интервал равен d_0/ε=0.6±0.5 nm, что близко к значениям для МС. При d_M>20 nm отношение растет: d_0/ε≈0.36 (d_M-22) до d_0/ε=13±3 nm при d_M=50 nm. Характер зависимости $d_0/\varepsilon(d_M)$ объясняется появлением слоя проводника толщиной d_N≈20 nm [5]. Зависимость сопротивления R_NA от отношения d_0/ε показывает изменение механизма транспорта при переходе от тонких прослоек $d_M \le d_N$ к толстым $d_M > d_N$ (рис. 2).

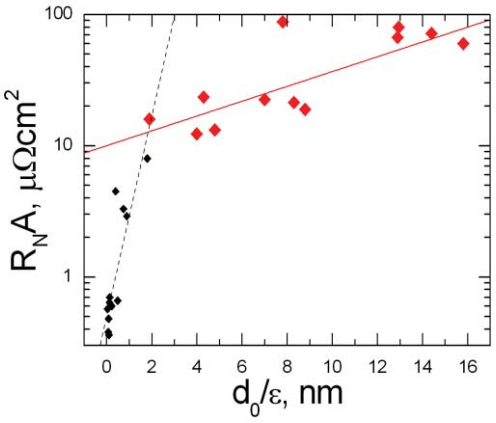


Рисунок 2. Зависимость характерных сопротивлений ГС от обратной емкости. Красные ромбы – данные для ГС с $Ca_{0.5}Sr_{0.5}CuO_2$ и толщинами d_M>20 nm, экспоненциальная аппроксимация – сплошная. Черные ромбы – данные для тонких прослоек, их аппроксимация – пунктир.

Для гетероструктур с прослойками $d_M \le d_N$ зависимость нарастания R_NA находилась в виде $R_NA=R_0\ exp(d_0/\varepsilon a)$, где R_0≈0.5 μΩcm^2, a=0.6±0.15 nm - параметры аппроксимации. При толщинах $d_M > d_N$ масштаб нарастания R_NA значительно больше: a=6 ÷ 10 nm, параметр R_0≈10 μΩcm^2.

Обсуждение результатов и выводы

Если предположить модель ГС как омического контакта p^+(YBCO)/p(CSCO) и перехода p(CSCO) / n(Au-Nb), то при соотношении работ выхода Φ металлов и сродства к электрону диэлектрика χ:

$$\Phi_{YBCO} > \chi_{CSCO} > \Phi_{Au} \qquad (1)$$

возникнет обогащение дырками, согласно [3], на границе YBCO/CSCO и обеднение, согласно [2], на границе CSCO/Au. Работы выхода металлов: Φ_{Au}=4.3 eV, Φ_{Nb}=4 eV [6]. Предполагая материал прослойки p-типа, его сродство к электрону можно оценить по положению относительно вакуума потолка валентной зоны CCO: $\chi_{CSCO} \approx E_{VCaCuO} = \chi_{STO}$+0.4 eV≈4.4 eV [1], где χ_{STO}=4.05 eV [7]. Работа выхода YBCO равна Φ_{YBCO}=5 ÷ 6 eV [2]. В статье [8] дана оценка: $\Phi_{YBCO} = \chi_{STO}$+1.5 eV≈5.5 eV, т.е. неравенство (1) выполняется. Уменьшение сопротивлений ГС с d_M=12 nm до $R_NA \approx 5 \cdot 10^{-7}$ μΩcm^2 по сравнению с сопротивлением МС без прослойки $R_NA=9 \cdot 10^{-6}$ μΩcm^2 тоже указывает на увеличение прозрачности YBCO/CSCO. Уменьшение характерного напряжения меза-структур V_C=100 ÷ 200 μV с ростом толщины d_M не обнаружено [9], что обусловлено барьером Nb-Au/CSCO. Обнаруженное изменение механизма транспорта при переходе от тонких прослоек $d_M \le 20$ nm к толстым (до d_M=50 nm) свидетельствует об обогащении носителями до металлического состояния на глубину в десятки nm купратной прослойки CSCO в исследованных гетероструктурах.

Работа выполнена при поддержке РАН, гранта РФФИ 14-07-00258, гранта НШ-4871.2014.2.

Литература

1. C. Aruta, A. Shlueter, T.-L. Lee *et al.*//Physical Rev. B, **87**, 155145 (2013).
2. M. van Zalk, A. Brinkman, J. Aarts *et al.*// Physical Rev. B, **82**, 134513 (2010).
3. M. I. Faley, U. Poppe, C.L. Jia *et al.*//IEEE Trans. on Applied Superconductivity, **7**, 2514 (1997).
4. Д. В. Гончаров, А. И. Девятов, М. Ю. Куприянов// ЖЭТФ, **126**, 1232 (2004).
   А. Л. Гудков и др.// ЖЭТФ, **141**, 939 (2012).
5. К. И. Константинян, Ю. В. Кислинский, Г. А. Овсянников и др.// ФТТ, **55**, 417 (2013).
6. В.С. Фоменко// Эмиссионные свойства элементов и химических соединений. Киев: Изд-во АН УССР, 1961.
7. P. Han, K. J. Jun, H. B. Lu *et al.*// Applied Phys. Lett., **91**, 182102 (2007).
8. S. Yunoki, A. Moreo, E. Dagotto *et al.*// Physical Rev. B, **76**, 064532 (2007).
9. G. A. Ovsyannikov, K. Y. Constantinian *et al.*// Superconductor Sci. Technol., **24**, 055012 (2011).

Особенности токового транспорта через SisFS- и S-IFsF-S-структуры: возможные применения

С. В. Бакурский[1,3], Н. В. Кленов[1,2]*, И.И. Соловьев[1,2], М. Ю. Куприянов[1], А.А. Голубов[3]

1 НИИЯФ имени Д. В. Скобельцына, МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

2 НИИФП имени В.Ф. Лукина, Москва, Зеленоград

3 Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute for Nanotechnology, University of Twente, 7500 AE Enschede, The Netherlands

*nvklenov@gmail.com

В работе представлено обсуждение возможностей использования уникальных транспортных особенностей джозефсоновской структуры сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник в устройствах сверхпроводниковой электроники.

Введение

Для создания современных ячеек памяти – бистабильных физических систем, обеспечивающих длительное хранение двоичной информации, – часто используют магнитные материалы: два направления намагниченности выбранного магнитного слоя в этом случае и соответствуют двум устойчивым состояниям системы. Сверхпроводимость, как известно, разрушается под действием даже сравнительно слабого магнитного поля, что стало причиной серьезных проблем, возникших при создании компактной памяти для устройств сверхпроводниковой одноквантовой логики. Так, рекордная продемонстрированная ёмкость чисто сверхпроводникового запоминающего устройства с произвольной выборкой составляет всего 4 кбит [1]. Это вынуждало в качестве элементов памяти использовать гибридные сверхпроводниковые/ полупроводниковые системы [2,3], что значительно снижает тактовую частоту работы цифровых сверхпроводниковых устройств.

Несомненно, наиболее компактным и наиболее органичным для устройств быстрой одноквантовой логики элементом памяти будет магнитный джозефсоновский переход, содержащий магнитные многослойные структуры непосредственно в области слабой связи [4-7]. Причем наибольший практический интерес вызывают структуры сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS) и относительно простые «сэндвичи» на их основе. Была экспериментально продемонстрирована (на примере асимметричных структур со слабоферромагнитным сплавом $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ в качестве F-барьера) возможность переключения между двумя устойчивыми состояниями джозефсоновского контакта с существенно разными значениями критического тока при помощи слабых магнитных полей ~1 Гс [8]. К сожалению, характерная частота таких джозефсоновских структур с непосредственной проводимостью невысока, что неизбежно будет уменьшать быстродействие сверхпроводниковых систем обработки информации.

Теоретическое исследование свойств SisFS-структуры и возможностей её применения

Использование изолирующей прослойки увеличивает сопротивление джозефсоновского перехода R_N, однако расплатой за это является малый критический ток I_C, и в результате характерная частота элемента ~ $I_C R_N$ все равно остается сравнительно небольшой (1…2 ГГц). Эту проблему можно успешно решить, вводя в область слабой связи дополнительный сверхпроводящий слой: теоретические и экспериментальные исследования продемонстрировали возможность создания базового джозефсоновского элемента с управляемым критическим током, характерная частота которого отличалась от показателей традиционного туннельного SIS-перехода менее чем на 25% [9]. Благодаря сочетанию сверхпроводника и слабого ферромагнетика джозефсоновские переходы SisFS-типа обладают уникальными свойствами. Выбор эффективной толщины прослойки ферромагнетика обеспе-

чивает дополнительное падение джозефсоновской фазы на π (причем быстродействие такого π-контакта будет оставаться на уровне, характерном для туннельных SIS-переходов, что является уникальным свойством рассматриваемых структур). Небольшое изменение намагниченности прослойки во внешнем магнитном поле позволяет (если толщина промежуточного сверхпроводящего слоя достаточно велика для того, чтобы параметр порядка в этой области слабой связи был отличен от нуля) эффективно управлять величиной критического тока I_C джозефсоновского перехода. Поведение S-IsF-S-структуры вместе с поведением ряда других джозефсоновских элементов, включающих многокомпонентную прослойку из ферромагнитного и (или) изолирующего слоев, было исследовано в рамках микроскопического подхода на основе уравнений Узаделя для грязных материалов, дополненных условием самосогласования для потенциала спаривания Δ. Оказалось, что структура с дополнительным сверхпроводящим слоем в области слабой связи обладает максимально возможным значением абсолютной величины произведения $I_C R_N$. Кроме того, в интересующей нас области параметров абсолютная величина произведения $I_C R_N$ практически не меняется при малых изменениях эффективного обменного поля. Это дает возможность создавать в эксперименте джозефсоновские переходы с малым разбросом параметров (причем такие параметры отдельно взятого перехода остаются неизменными даже после большого количества циклов записи/перезаписи). Для определенных толщин F-слоя возможен резкий температурный 0-π-переход [10], позволяющий конструировать 0-π-переключатели на основе S-IsF-S-элемента.

Существенным недостатком при использовании любых джозефсоновских структур с одним магнитным слоем в качестве базы для элементов памяти является возможность ошибочного переключения между состояниями под действием слабых паразитных сигналов (например, от токов в соседних ячейках в матрице элементов памяти). От такого недостатка свободен элемент памяти, состоящий из двух сверхпроводящих электродов и области слабой связи, включающей два магнитных слоя (с непосредственной, туннельной или резонансной [11] проводимостью) и сверхпроводящий слой между ними. В такой структуре при изменении направления намагниченности одного из магнитных слоев в сверхпроводящей пленке, локализованной в области слабой связи между магнитными слоями, происходит существенное восстановление (подавление) сверхпроводимости. Такое подавление/восстановление сверхпроводимости может сопровождаться и фазовым переходом из сверхпроводящего состояния в нормальное или из нормального в сверхпроводящее. Это приводит, соответственно, к образованию или разрушению двух последовательно соединенных джозефсоновских переходов (SIFs и sFS), что сопровождается, соответственно, резким увеличением или уменьшением общего критического тока. Последовательное приложение даже большого количества слабых сигналов в данном случае не приведет к ошибочному срабатыванию элемента памяти.

Работы проводились при поддержке Минобрнауки РФ, Фонда «Династия», гранта Президента МК-1841.2014.2 и грантов РФФИ 14-02-31002-мол-а, 14-02-90018-бел-а.

Литература

1. S. Nagasawa, H. Numata, et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond., 9, 3708 (1999).
2. Q. Liu, K. Fujiwara, X. Meng, S. R. Whiteley, T. Van Duzer, et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond., 17, 526 (2007).
3. O.A. Mukhanov, A.F. Kirichenko, et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond., 21, 797 (2011).
4. S. Oh, D. Youm, and M. R. Beasley // APL, Appl. Phys. Lett., 71, 2376 (1997).
5. R. Held, J. Xu, A. Schmehl, C. W. Schneider, J. Mannhart, and M. Beasley // Appl. Phys. Lett., 89, 163509 (2006).
6. C. Bell, G. Burnell, C.W. Leung, et al. // Appl. Phys. Lett., 84, 1153 (2004).
7. E. Goldobin, H. Sickinger, M. Weides, et al. // Appl. Phys. Lett., 102, 242602 (2013).
8. T.I. Larkin, V.V. Bol'ginov, V.S. Stolyarov, et al. // Appl. Phys. Lett., 100, 222601 (2012).
9. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, et al. // Appl. Phys. Lett., 102, 192603 (2013).
10. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov // Phys. Rev. B, 88, 144519 (2013).
11. А.Л. Гудков, М.Ю. Куприянов, А.Н. Самусь // ЖЭТФ, 141, 939-952 (2012).

Сверхпроводниковый однофотонный детектор на основе аморфных пленок MoSi

Ю. П. Корнеева[1,*], М. М. Михайлов[2], Н. Н. Манова[1], А. А. Дивочий [4], А.А. Корнеев[1,5,7], Ю. Б. Вахтомин [4], Ю. П. Першин[3], Г. Н. Гольцман[1,6]

1 Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 119991.

2 Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, пр. Ленина, 47, Харьков, 61103.

3 Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт", ул. Фрунзе, 21, Харьков, 61002.

4. ЗАО "Сверхпроводниковые нанотехнологии" (Scontel), ул. Россолимо, 5/22, Москва, 119991.

5 Российский квантовый центр, ул. Новая, 100, Сколково, Москва.

6 Национальный исследовательский университет – Высшая школа экономики, ул. Мясницкая, Москва, 101000.

7 Московский институт физики и технологии (Государственный университет), пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141700.

*kor_y@rplab.ru

Нами были изготовлены и исследованы однофотонные детекторы на основе сверхпроводящих пленок Mo_xSi_{1-x} двух различных стехиометрий: Mo_3Si и Mo_4Si. При температуре 1.7 К лучшие детекторы площадью 7 мкм*7 мкм на основе этих пленок продемонстрировали системную квантовую эффективность 18% при скорости темнового счета 10 $с^{-1}$ на длине волны 1.2 мкм с использованием неполяризованного источника, длительность импульса - 6 нс, джиттер - 120 пс.

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы SSPD [1] выигрывают перед другими однофотонными детекторами с точки зрения скорости темнового счета, временного разрешения и быстродействия. Однако было показано, что квантовая эффективность SSPD на основе тонкой пленки NbN не превышает 30%, на длине волны 1.55 мкм, т. к. ограничивается коэффициентом поглощения тонкой пленки. Поликристаллические пленки NbN имеют ограниченную совместимость со структурами, улучшающими поглощение в детекторе и оптическое согласование (например, резонаторы на подложке, когда необходимо осаждать пленку NbN на диэлектрик).

Довольно перспективным оказалось применение аморфных сверхпроводящих пленок для однофотонных детекторов. Так, SSPD с улучшенным оптическим согласованием на основе пленок a-W_xSi_{1-x} продемонстрировали системную квантовую эффективность 93% на длине волны 1.55 мкм при температуре 120 мК [2].

Как альтернативный вариант мы предлагаем использовать в качестве сверхпроводника однородно разупорядоченные аморфные пленки a-Mo_xSi_{1-x}. Преимущества SSPD на основе таких пленок в сравнении с SSPD на основе a-W_xSi_{1-x} - более высокая критическая температура. Так, максимальная T_c для a-W_xSi_{1-x}-пленок толщиной 4-4.5 нм составила 3-3.7 К, а для пленок a-Mo_xSi_{1-x} - 4.3-4.9 К. Кроме того, насыщение внутренней квантовой эффективности a-W_xSi_{1-x}-детекторов на длине волны 1.55 мкм наблюдается при температуре существенно ниже 2 К, а лучшие свои характеристики детекторы продемонстрировали при температуре ниже 120 мК.

Изготовление детекторов и экспериментальная установка

Пленки a-MoSi толщиной 4 нм осаждались на постоянном токе методом одновременного магнетронного распыления молибденовой и кремниевой мишеней на термически оксидированные кремниевые подложки. Температура подложки при распылении не превышала 100^0C. Стехиометрия пленок оценивалась по калиброванным скоростям осаждения Mo- и Si-мишеней. Толщина пленки контролировалась по времени осаждения. Толщина пленок измерялась методом рентгеновской (X-ray) рефлектометрии, аморфная структура была подтверждена при помощи X-ray-дифрактометрии. Для предотвращения окисления пленки силицида молибдена a-MoSi толщиной 4 нм покрывали пленками кремния толщиной 3 нм. Технология структурирования a-MoSi-пленок в сверхпроводниковый детектор аналогична технологии изготовления SSPD на основе NbN сверхпроводящих пленок [3].

Для измерения характеристик детекторы устанавливались на экспериментальный макет, который помещался в откачную вставку, температура в которой достигала 1.7 К за счет откачки паров гелия. Системная квантовая эффективность определялась путем освещения детектора неполяризованным светом с длиной волны 1.2 мкм. Чип SSPD находился на расстоянии около 1 мм от конца световода и освещал детектор с лицевой стороны. Количество входящих фотонов определялось из измеренного значения мощности.

Экспериментальные результаты

В таблице 1 представлены характеристики лучших детекторов каждой стехиометрии: поверхностное сопротивление (Rs); критическая температура (Tc); плотность критического тока (jc); максимальная системная квантовая эффективность (SDE), измеренная на длине волны 1.2 мкм, при температуре 1.7 К с использованием неполяризованного света; ширина полоски.

Таблица 1. Характеристики детекторов на основе аморфных пленок Mo_xSi_{1-x}

Образец	Rs, Ом/кв	Tc, K	jc, A/см^2	SDE,%	w, нм
Mo_3Si#12	495	4.3	1.3*10^6	18	132
Mo_4Si#14	430	4.7	2.3*106	15	130

На рис.1 представлена зависимость системной эффективности детектирования – SDE (открытые символы) и системной скорости темнового счета (закрытые символы) от нормализованного тока смещения (отношение тока смещения $I_{смещ}$ к критическому току $I_{крит}$), измеренная при температуре 1.7 К для лучших детекторов на основе Mo_3Si- и Mo_4Si-пленок. Такие зависимости характерны для всех тестируемых устройств. Устройства с высокой эффективностью демонстрируют плато насыщения при токах смещения, близких к критическому Ic, где эффективность детектирования почти не меняется с током смещения. Такое поведение зависимости отсчетов от тока свидетельствует о том, что лучшие образцы достигают своей 100% внутренней эффективности детектирования. Системная эффективность детектирования ограничена эффективностью согласования детектора с излучением и достигает 18%.

Нами также были исследованы временные характеристики a-MoSi SSPD. Так, для детектора площадью 7 мкм * 7 мкм время отклика (время, за которое импульс напряжения падает в e раз) составило 6 нс. Экспериментально измеренная линейная зависимость времени спада от сопротивления меандров различной длины при комнатной температуре подтвердила ограничение длительности отклика кинетической индуктивностью. Джиттер Mo_xSi_{1-x} SSPD с критическим током 8.5 мкА составил 120 пс при токе смещения 7.5 мкА и ограничивался шумами усилителя.

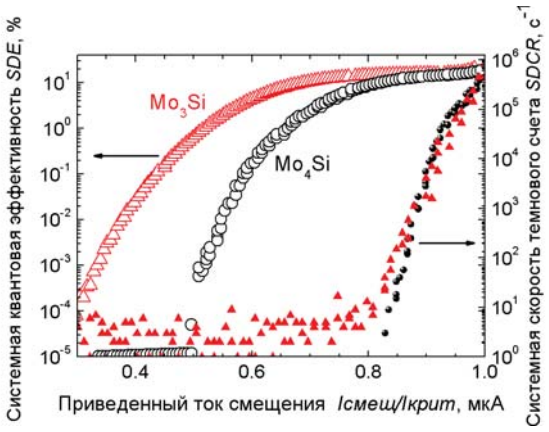


Рисунок 1. Системная квантовая эффективность (открытые символы, левая ось) и системная скорость темнового счета (закрытые символы, правая ось) для лучших детекторов, изготовленных на основе аморфных пленок Mo_3Si (треугольники) и Mo_4Si (круги).

Таким образом, предлагаемые детекторы на основе a-Mo_xSi_{1-x} сверхпроводниковых пленок являются перспективными для изготовления квантового детектора с эффективностью, близкой к 100%. За счет меньшей энергетической щели по сравнению с NbN данные детекторы должны быть более чувствительны в дальней ИК-области. Отсутствие структурных дефектов, высокие поверхностные сопротивления a-Mo_xSi_{1-x}-пленок, возможность варьировать их критическую температуру в широких пределах, сравнительно большие плотности критических токов открывают перспективы в дальнейшем использовании этих пленок для кубитов.

Литература

1. G. Gol’tsman, O. Okunev, G. Chulkova *et al.* // Applied Physics Letters, 79:705–707 (2001).
2. F. Marsili, V. B. Verma, J. A. Stern *et al.* // Nature Photonics, 7:210–214 (2013).
3. G. Gol‘tsman, K. Smirnov, P. Kouminov *et al.* // IEEE Transactions On Applied Superconductivity, 13(2),192–195 (2003).

Resonance cold-electron bolometer with a NbN kinetic inductance nanofilter

Leonid S. Kuzmin[1,2,3*]

1 Chalmers University of Technology, Sweden.

2 NSTU, N. Novgorod.

3 SINP, MSU, Moscow.

*leonid.kuzmin@chalmers.se

A novel type of resonance cold-electron bolometer (RCEB) is proposed. In this sensor, the internal resonance is organized by kinetic inductance of an ultrasmall NbN superconducting nanostrip and capacitance of the nanoscaleSIN (Superconductor-Insulator Normal) tunnel junction.The kinetic inductance is about 700 times smaller than geometrical inductance of the same value. This reduction of size gives opportunity to create nanofilters with total size considerably smaller than wavelength. This internal resonance is acting as a bandpass filter (instead of external filters) with bandwidth of 3-50% needed for radioastronomy applications. This resonance bolometer (The RCEB) can (be effectively used for) creating multiband elements that is an actual task in radioastronomy due to problems with dramatic increase of size of the focal plane.

The most attractive way to perform the frequency selection in planar structures is to use resonance circuit made of capacitance of tunnel junctions and the inductance of absorbers. Microstrip in-line filters can be easily integrated with antenna-coupled Cold-Electron Bolometer (CEB) to define a desired bandwidth. The realization of a preliminary spectral selection by an antenna followed by a final selection using internal properties the CEB would greatly advance frequency selection technology. However, the geometrical inductance of normal absorbers is quite low and it is not realistic to achieve reasonable figures for the inductive impedance by increasing the length of the absorber. The strong limiting factor will be the proportional increase of the resistance of the absorber.

Decisive breakthrough in overcoming these problems was done by implementation of the CEB with superconducting absorber and normal metal traps [1,2] with proper resonance properties. Kinetic inductance can give proper values of inductive impedance. For frequencies 300-500 GHz absorber made of NbN should be used with Delta higher than photon energy hf. Technologically it is quite easy to realize using first sputtering of NbN part of absorber and then evaporating total structure of CEB with the rest of normal parts of absorber. For these resonance circuits better to use slot-type antennas with lower impedance of the order of 30 Ohm for easier realization of reactive components.

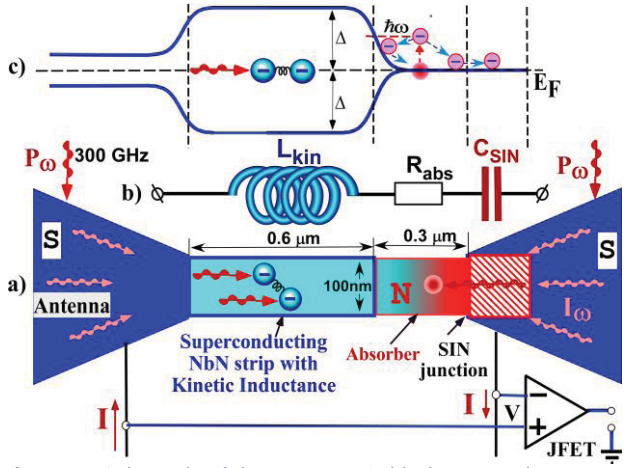


Figure 1. Schematic of the resonant Cold-Electron Bolometer (CEB) with an inductive superconducting NbN strip as a part of the absorber and capacitive coupling to the antenna through an SIN tunnel junction. Kinetic inductance of superconducting strip can give proper values of inductive impedance with relatively short length (2 μm for 350 GHz) and can be used for frequencies with photon energy less than superconducting gap (up to 700 GHz). The rest of the absorber is made of normal metal.

The implementation of a CEB with a superconducting absorber and normal metal traps with proper resonance properties could solve this problem. Kinetic inductance can give proper values of inductive impedance. For frequencies between 300-500 GHz, absorbers made of NbN should be used with a higher value of superconducting gap Δ than the photon energy hf. This is easy to realize technologically, first using sputtering of NbN

on the absorber and then evaporating the full structure of CEB with the rest of normal parts of absorber. Slot-type antennas with lower impedance of the order of 30 Ohm for easier realization of the reactive components is the best solution to realise the resonance circuits. These planar technology advances will be investigated at Chalmers Technical University.

For a 350 GHz slot antenna with impedance of 30 Ohm a resonance circuit with a bandwidth of 30% could be realized by a NbN strip with length of 2μm and thickness of 20 nm and a CEB with tunnel junctions of 0.2 μm^2. These parameters are very typical for current technology of CEBs.

Using this instrument of internal frequency selection in our hands we can design any systems on focal plane starting from combine frequency selection by narrow-band antenna and CEB and finishing by wideband antenna and any number of CEBs for different frequencies. We stress that this decision does not take any additional space on focal plane because frequency selection is fully served by bolometer itself.

References

1. L.S. Kuzmin, “Cold-Electron Bolometer,” in the book: *BOLOMETERS*, ed. A.G.U.Perera, INTECHWEB.ORG, ISBN 978-953-51-0235-9, pp. 77-106. (2012). Available: http://www.intechopen.com/books/bolometers/cold-eectron-bolometers
2. Leonid S. Kuzmin, “Superconducting Cold-Electron Bolometer with Proximity Traps”, Microelectronic Engineering, **69**, 309-316 (2003).
3. L. S. Kuzmin, “Resonance Cold-Electron Bolometers with Kinetic Inductance Nanofilter”, ISSTT-24, p. 117, Groningen, April 2013; accepted to IEEE TST (2013).

Выпрямление переменного напряжения в квазиодномерной сверхпроводящей проволочке

В. И. Кузнецов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, Черноголовка, 142432, Россия
kvi@iptm.ru

Измерены кривые Vrec(B) выпрямленного напряжения в квазиодномерной сверхпроводящей структуре в зависимости от магнитного поля, перпендикулярного к поверхности подложки. Впервые экспериментально обнаружено ненулевое выпрямленное напряжение в этой структуре, смещенной синусоидальным током (без dc-компоненты) с частотами от 1 до 10 kHz. Vrec(B)-кривые были получены при различных амплитудах переменного тока Iv, близких к критическому сверхпроводящему току при температурах чуть ниже критической температуры Tc=1.463 K.

Введение

Достаточно большое количество работ посвящено «ratchet»- и «rectification»-эффектам в сложных сверхпроводящих [1] и гибридных структурах [2].

В [3] было найдено, что сверхпроводящие циркулярно-асимметричные петли (без туннельных контактов) могут быть использованы как эффективные выпрямители переменного напряжения [3]. Ненулевое выпрямленное усредненное по времени постоянное напряжение $V_{rec}(B)$ было измерено в асимметричной петле, пронизанной сверхпроводящим магнитным потоком Φ и смещенной синусоидальным током (без dc-компоненты) с амплитудой, близкой к критической, и с частотами вплоть до 1 MHz при температурах T чуть ниже критической сверхпроводящей температуры T_c. Это напряжение осциллирует с периодом, соответствующим сверхпроводящему кванту магнитного потока [3].

Эффект выпрямления возникает из-за асимметрии критических токов для положительных и отрицательных полуволн переменного тока. Асимметрия есть благодаря разным плотностям циркулирующего тока в верхней и нижней полупетлях. В строго симметричной циркулярной петле выпрямленное напряжение равно нулю.

В работе [4] обнаружено постоянное напряжение, возникающее в широких (двумерных) сверхпроводящих Pb- и Nb-пленках при пропускании через них переменного тока (без dc-компоненты). Эффект связан с движением вихрей магнитного потока и асимметрией барьеров Бина-Ливингстона для вхождения вихрей.

В работе [5] преобразование переменного тока (без dc-компоненты) в постоянное напряжение, осциллирующее в зависимости от магнитного поля, наблюдалось в сверхпроводящем равностороннем тонкопленочном треугольнике со стороной 2 мкм. В [5] экранирующий магнитное поле ток преимущественно течет по границе треугольника. Т. е. треугольник работает фактически как двухсвязная структура. Поэтому причина выпрямления в [5] схожа с причиной выпрямления в [3].

Согласно известным нам теоретическим представлениям, в квазиодномерных сверхпроводящих проволочках какое-либо выпрямление не должно наблюдаться. Однако мы все же нашли выпрямление.

Эксперимент

Исследуемая структура получена термическим напылением пленки алюминия толщиной 38 nm на кремниевую подложку, используя lift-off-процесс электронно-лучевой литографии. Структура изображена на рисунке 1. Эскиз центральной части структуры показан на вставке к рисунку 2. Структура представляет собой длинную ~70 мкм проволочку переменной ширины с шириной узкой центральной части, равной 0.18 мкм, и остальной более широкой части, равной 0.6 мкм. Переменный синусоидальный ток (с нулевой компонентой постоянного тока) с частотами от 1 до 10 kHz пропускался с помощью токовых зондов *I1* и *I2* и проходил через всю 70 мкм проволочку (рис. 1 и эскиз на рис. 2). Потенциальные зонды *V1* и *V2* использовались для измерения выпрямленного постоянного

напряжения $V_{rec}(B)$ на коротком AB участке проволочки 6 мкм длины (рис. 1 и 2). Толщина и ширины всех линий были меньше удвоенной сверхпроводящей когерентной длины Гинзбурга-Ландау ξ(T).

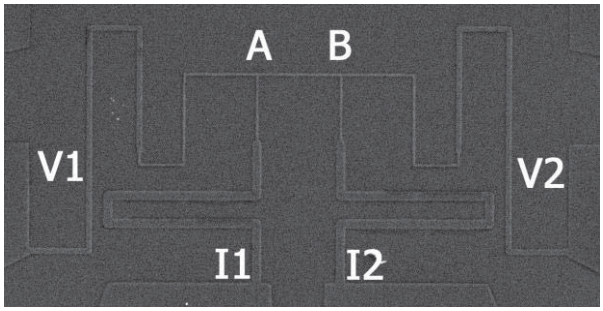


Рисунок 1. СЭМ-изображение структуры. *I1* и *I2* указывают на токовые зонды, *V1* и *V2* есть потенциальные зонды. Напряжение фактически снимается с центрального участка *AB* длиной 6 мкм.

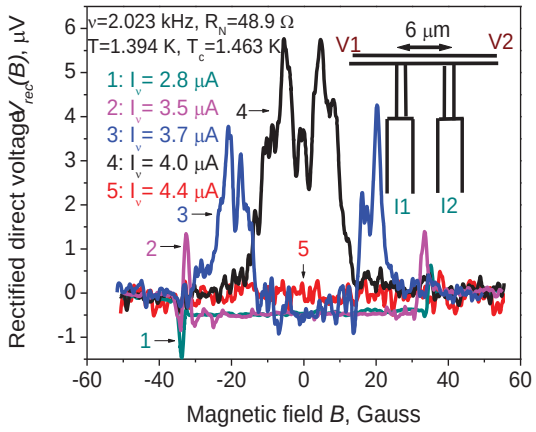


Рисунок 2. Зависимость величины выпрямленного напряжения $V_{rec}(B)$ от магнитного поля B при различных значениях амплитуды переменного тока I_v. Вставка: эскиз центральной части структуры. *I1*, *I2* и *V1*, *V2* показывают токовые и потенциальные контакты, соответственно.

Структура находилась в магнитное поле, перпендикулярном к поверхности подложки. Широкие части всех зондов, имеющие ширины больше чем 2ξ(T), удалены от центра структуры на расстояние более 35 мкм. Это сделано для уменьшения влияния широких частей зондов на магниторезистивное поведение центральной части структуры. Сопротивление измеряемого участка в нормальном состоянии при T=4.2 K было R_n=48.9 Ом. Выпрямленное напряжение $V_{rec}(B)$ в зависимости от медленно изменяющегося поля B измерено при различных амплитудах переменного тока I_v, близких к критическому сверхпроводящему току при T ниже критической температуры T_c=1.463 K. $V_{rec}(B)$-кривые записывались для двух направлений развертки поля от отрицательных значений до положительных значений и наоборот. Ненулевое напряжение $V_{rec}(B)$ преимущественно наблюдалось для одного направления развертки поля. На рис. 2 показаны $V_{rec}(B)$-кривые только для одного направления развертки поля.

Результаты и дискуссия

Ненулевое выпрямленное напряжение $V_{rec}(B)$ между потенциальными *V1* и *V2* зондами возникало при амплитудах I_v, близких к величине критического тока, зависимого от поля $I_c(B)$ (рис. 2). Внешние параметры даны на рисунке 2. Когда I_v =0, то $V_{rec}(B)$=0. Когда $I_v<I_c(B=0)$, всплески напряжения наблюдаются при больших полях. С увеличением I_v напряжение наблюдается в меньших полях, близких к нулю. При $I_v > I_c(B=0)$ напряжение резко подавляется и приближается к нулю (кривая 5 на рисунке 2).

Выпрямление переменного напряжения не может быть вызвано присутствием ненулевой составляющей постоянного тока, так как во входном переменном токе dc-компонента отсутствовала. Эффект, возможно, связан с перестройкой (движением) цепочки центров проскальзывания фазы (ЦПФ), образуемых на всей длине 70 мкм проволочки, и с гистерезисными явлениями благодаря квазичастичному разогреву в ЦПФ.

Литература

1. V. I. Zapata, R. Bartussek, F. Sols *et al.* // Physical Review Letters, V. 77, 2292 (1996); A. Sterck, R. Kleiner, D. Koelle // Physical Review Letters, V. 95, 177006 (2005); D. E. Shalóm, and H. Pastoriza // Physical Review Letters, V. 94, 177001 (2005); J. Van de Vondel, C. C. de Souza Silva, B. Y. Zhu *et al.* // Physical Review Letters, V. 94, 057003 (2005).
2. C. C. de Souza Silva, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel *et al.* // Physical Review Letters, V. 98, 117005 (2007).
3. S. V. Dubonos, V. I. Kuznetsov, I. N. Zhilyaev *et al.* // JETP Letters, V. 77, 371 (2003).
4. V. V. Pryadun, J. Sierra, F. G. Aliev *et al.* // Applied Physics Letters, V. 88, 062517 (2006).
5. M. Morelle, N. Schildermans, and V.V. Moshchalkov // Applied Physics Letters, V. 89, 112512 (2006).

Поверхностные плазмоны и волны Легетта в тонких пленках многозонных сверхпроводников

В. В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

kurin@ipmras.ru

В рамках гидродинамического описания многозонных сверхпроводников изучены свойства поверхностных плазмонов и поверхностных легеттовских мод в тонких пленках и проволоках многозонных сверхпроводников и процессы их возбуждения электромагнитными волнами. Показано, что из-за изменения характера электростатического экранирования в тонких пленках и проволоках волны Легетта гибридизуются с поверхностными плазмонами, что приводит к изменению дисперсионных свойств собственных волн.

Введение

Хорошо известно, что в сверхпроводниках с многолистной поверхностью Ферми возможно существование так называемых мод Легетта [1], коллективных возбуждений, обусловленных колебаниями разности фаз сверхпроводящих конденсатов электронов различных зон. К многозонным сверхпроводникам, по современным представлениям, относятся недавно открытые новые сверхпроводники, такие как MgB_2 и сверхпроводники на основе FeAs. Существует, однако, проблема возбуждения этих волн, так как они электрически неактивны. Обычно их наблюдают с помощью рамановского рассеяния [2]. В данной работе мы отмечаем, что в ограниченных системах возможна гибридизация этих волн с поверхностными плазмонами, которые могут быть возбуждены падающей электромагнитной волной. Простая гидродинамическая самосогласованная модель, предложенная в [1], применяется для описания поверхностных плазмонов и легеттовских мод в тонких пленках сверхпроводников. Показано, что гидродинамическая модель эффективно описывает физическую картину, а эффекты, не описываемые гидродинамическим подходом, такие как затухание Ландау, или затухание из-за разрушения куперовских пар, могут быть учтены в уравнениях гидродинамики феноменологически.

Хорошо известно, что в ограниченных системах характеристики собственных волн радикально отличаются от объемных. Так, например, поверхностные плазмоны в тонких пленках и проволоках нормального металла характеризуются отсутствием критической частоты и наличием связанных вихревых и потенциальных компонент полей. В сверхпроводниках, и особенно в многозонных, спектр собственных волн довольно богат, и представляется целесообразным изучить вопрос о влиянии ограниченности системы на спектр собственных волн. В данном докладе мы рассмотрим эффекты гибридизации электромагнитных, плазменных и легеттовских мод в ограниченных многозонных сверхпроводниках.

Основные уравнения

Для описания собственных волн в сверхпроводнике мы будем использовать уравнения Максвелла для электромагнитных полей и уравнения гидродинамики для многозонных сверхпроводников, предложенные в [1] для $T = 0$. Путем введения фаз параметров порядка соотношениями $2m_j \mathbf{v}_j = \hbar \nabla \theta_j + 2ec^{-1}\mathbf{A}$ уравнения движения интегрируются и приводят к выражениям для концентрации $n_j = \rho_j \left[e\Phi - \left(\hbar \dot{\theta}_j - m_j v_j^2 \right) / 2 \right]$. Уравнения непрерывности дадут уравнения для фаз параметров порядка θ_j

$$\left(\ddot{\theta}_j - 2e\hbar^{-1}\dot{\Phi} \right) - s_j^2 \Delta\theta_j + \beta\rho_j^{-1} \sum_k \sin\left(\theta_j - \theta_k \right) = 0 ,$$

через которые выражаются сверхпроводящие скорости и концентрации. В вышеприведенных формулах $n_j, \mathbf{v}_j$ – возмущения концентраций и скоростей электронов в зоне j, коэффициент β характеризует связь фаз параметров порядка в разных зонах, $s_j^2 = v_{F,j}^2 / 3$ – скорости мод Боголюбова-Андерсона в соответствующих зонах, $(\mathrm{v}, \mathrm{p})_{\mathrm{F,j}}$ – скорости и импульсы Ферми, $\rho_j = \pi^{-2}\hbar^{-3} p_{F,j}^2 v_{F,j}^{-1}$ – плотности состояний на единицу объема, они определяют инерционные свойства колебаний разности фаз параметра порядка, так что частота пространственно однородных легеттовских колебаний есть $\omega_L^2 = (\rho_1^{-1} + \rho_2^{-1})\beta.$

Поверхностные плазмоны

Линеаризуя систему, предполагая возмущения концентрации и скорости малыми и решив её путем перехода к фурье-представлению, найдем объёмную плотность тока и вычислим диэлектрические проницаемости – поперечную $\varepsilon_t = 1-(\omega_1^2+\omega_2^2)\omega^{-2}$ и продольную ε_t, где ω_j есть плазменные частоты электронов в j-зоне. Дисперсия объемных электромагнитных волн дается уравнением $\omega^2\varepsilon_t - c^2k^2 = 0$, а потенциальных мод, плазменных и легеттовских – уравнением

$$\prod_j\left(\omega^2 - s_j^2k^2 - \omega_j^2 - \beta/\rho_j\right) = \left(\omega_1^2 - \beta/\rho_2\right)\left(\omega_2^2 - \beta/\rho_2\right). \quad (1)$$

Записывая выражения для полей снаружи и внутри сверхпроводника как суперпозицию линейных волн, спадающих от поверхности, и удовлетворяя условиям непрерывности тангенциальных компонент электромагнитных полей и равенства нулю нормальных скоростей на границе сверхпроводника, мы найдем дисперсионные характеристики поверхностных волн. Приведем для примера дисперсионное уравнение для поверхностной симметричной моды тонкой сверхпроводящей пленки

$\varkappa_t\coth\{\varkappa_t d/2\}=|\varepsilon_t|\varkappa_{t1}+\chi^2\sum_l F_l \,/\, \varkappa_l\coth\{\varkappa_l d/2\}$,

где коэффициенты $F_l = b_l/k_l^2\sum_i n_{i,l}$ определяют вклад плазменных и легеттовских потенциальных волн, $k_l(\omega)$ есть соответствующие им решения дисперсионного уравнения, $\varkappa_l = \sqrt{\chi^2 - k_l^2}$, χ_l – поперечные и продольные волновые числа, b_l - коэффициенты возбуждения этих волн, находящиеся из граничных условий

$$\sum_l b_j\left(n_{j,l} + q_j^2k_l^{-2}\sum_i n_{i,l}\right) = q_j^2,$$

$n_{j,l}$ - компоненты собственных векторов концентраций соответствующих мод, j - зонный индекс, l - номер моды, $q_j=\omega_j/s_j$ - обратные дебаевские длины электронов в соответствующих зонах. Аналогичным образом могут быть найдены дисперсионные характеристики нечетных мод, мод сверхпроводящей проволоки и мод полупространства.

В квазистатическом пределе $\omega<<c\chi$ вклад вихревых полей мал и уравнения могут быть значительно упрощены. Например, для тонкой пленки $\varkappa_{t,l}d<<1$ для сильно несимметричных зон это уравнение имеет вид

$$\left[\omega^2 - \chi^2s_1^2 - \chi d\,\omega_p^2/2\right]\left[\omega^2 - \omega_L^2 - \chi^2s_2^2\right] = \chi^2s_2^2\omega^2F_2,$$

и описывает гибридизацию плазмона тонкой пленки и легеттовской моды межзонных колебаний. Оно может быть получено непосредственно из уравнения для объемных потенциальных волн (1) путем замены $\omega_j^2 \to \chi d\,\omega_j^2/2$, учитывающей выход электрического поля в третье измерение. Также легко путем замены $\omega_j^2 \to -\chi^2a^2\,\omega_j^2/2\ln\chi a$ в уравнении (1) найти дисперсионное уравнение для потенциальных волн в тонкой проволоке. Качественный вид дисперсии плазмонов и легеттовских волн показан на рисунке 1.

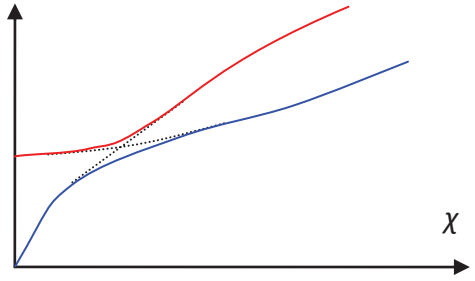


Рисунок 1. Качественное поведение дисперсии плазменных и легеттовских волн в тонкой пленке или проволоке двухзонного сверхпроводника.

В окрестности точки пересечения дисперсионных кривых обе волны могут быть возбуждены внешней падающей электромагнитной волной, и этот механизм возбуждения может быть сравним по эффективности с рамановским механизмом, обусловленным сдвигом химического потенциала из-за члена $\delta\mu_j \sim m_jv_j^2$ [2]. С помощью развитого гидродинамического описания построена теория поверхностных волн в тонких пленках многозонных сверхпроводников, показано, что симметричная плазмонная мода тонкой сверхпроводящей пленки гибридизуется с модой Легетта, и изучены дисперсионные свойства. Показано, что такие гибридные плазмонно-легеттовские волны могут эффективно возбуждаться внешними электромагнитными полями.

Литература

1. A.J. Leggett // *Progress of Theoretical Physics*, **36**, 901 (1966).
2. M. V. Klein and S. B. Dierker // PRB, **29** 4976 (1984).

Комнатнотемпературный сверхпроводник: физические свойства, перспектива поиска

Л. С. Мазов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603600.

mazov@ipm.sci-nnov.ru

Предложен конкретный путь создания комнатнотемпературного сверхпроводника (КТСП) на базе экситонного механизма ВТСП Литтла-Гинзбурга (ЛГ). Этот механизм реализуется в планарном «сэндвиче Гинзбурга» диэлектрик-металл-диэлектрик, когда спаривание электронов в металлической прослойке происходит за счет их эффективного взаимодействия с экситонами в диэлектрических обкладках. Свидетельства ЛГ-механизма в ВТСП появились только недавно.

Введение

В.Л. Гинзбург рассматривал проблему высокотемпературной (комнатнотемпературной) сверхпроводимости ВТСП (КТСП) как вторую, по практическому значению, после управляемого термоядерного синтеза [1]. Для реализации идеи ВТСП (КТСП) на базе экситонного механизма им была предложена трехслойная наногетероструктура типа Д/М/Д, где М – металлическая прослойка толщиной 1-3 нм разделяет обкладки из сильно поляризующегося диэлектрика (Д) с энергией экситонов ~ 0.3-3 эВ («сэндвич Гинзбурга»), см. табл.1.

Планарный «сэндвич Гинзбурга» с СТ-экситонами в Cu- и Fe-ВТСП

Как показал детальный анализ магниторезистивных [2], а затем и нейтронных [3] данных, сверхпроводящему переходу в Cu-ВТСП предшествует магнитный фазовый переход в плоскости слоев в состояние волны спиновой плотности (АФ ВСП).

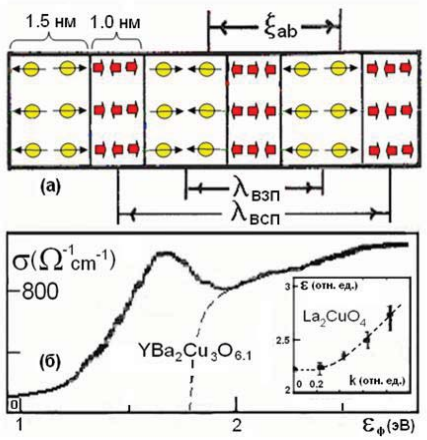


Рисунок 1. Страйп-наноструктура в CuO_2-плоскости (а); СТ-экситонный пик в планарном спектре поглощения (б)

Ввиду несоизмеримости с параметром решетки, ВСП сопровождается волной зарядовой плотности (ВЗП). Это ВСП/ВЗП-состояние реализуется в плоскости слоев в виде страйп-наноструктуры с периодически чередующимися проводящими, зарядовыми (С) (кружки) (ВЗП) и полуизолирующими, спиновыми (S) (стрелки) (ВСП) страйпами (рис.1а) [4].

Таблица 1. Оптимальные параметры сэндвича Гинзбурга.

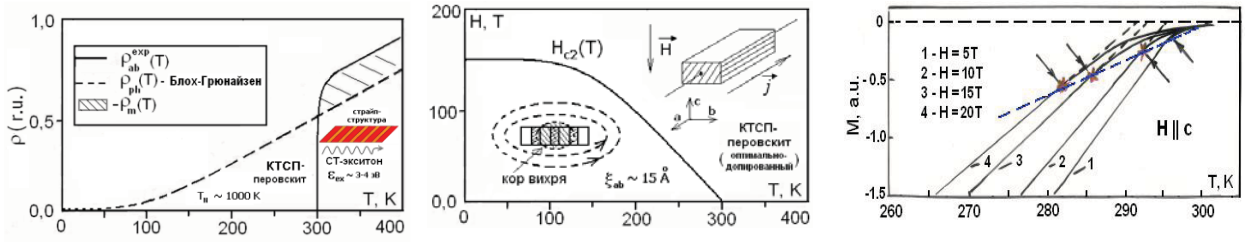
Параметр	Теория	Cu-ВТСП	Fe-ВТСП	КТСП
d (нм)	1-3	1.5	2.1	0.9
n ($см^{-3}$)	10^{18-23}	10^{21}-5x10^{22}	10^{21}-3x10^{22}	10^{22-23}
ε_{ex} (эВ)	0.3 - 3.0	1.5	0.65	3.5
$\Delta\varepsilon_{ex}$ (эВ)	0.1 - 0.3	< 0.5	< 0.5	< 0.5

С другой стороны, в спектрах оптического поглощения Cu-ВТСП наблюдается экситонный пик за счет межзонного перехода с переносом заряда (СТ-переход) в плоскости слоев (рис.1б) [5]. СТ-экситоны в S-страйпах являются мобильными квазичастицами (вставка на рис. 1б). Как видно из рис.1, геометрические и экситонные параметры страйп-наноструктуры в Cu-ВТСП лежат точно в оптимальных пределах для «сэндвича Гинзбурга» (в поперечном сечении) (см. табл.1). Такая картина, фактически, свидетельствует об успешной реализации экситонного механизма ВТСП [1,6] в этих соединениях. Этот вывод подтверждается и ростом критической температуры T_c в экспериментах по лазерному облучению монокристаллов Cu-ВТСП на частоте, близкой к частоте экситонного пика [7]. Рост T_c в рамках рассматриваемого подхода обусловлен дополнительной генерацией СТ-экситонов, что позволяет преодолеть эффекты спин-флуктуационного рассеяния при данной темпера-

туре в нормальном состоянии [2,8]. Аналогичная картина наблюдается и для недавно открытых Fe-ВТСП [9], см. табл.1.

Физические свойства КТСП

Появление ВТСП уже во втором классе слоистых АФ-систем с переходом плоскости слоев в недопированных соединениях в состояние соизмеримой ВСП с полной (купраты) или частичной (пниктиды) диэлектризацией электронного энергетического спектра (ЭЭС) и существование в этих слоях мобильных СТ-экситонов является важным для поиска новых ВТСП и даже КТСП в таких системах, что может рассматриваться как наиболее перспективный путь. Ключевым моментом в таком поиске может быть исследование слоистых соединений переходных металлов с более высокой энергией СТ-перехода в плоскости слоев, которые в недопированном состоянии, при понижении температуры, неустойчивы относительно перехода в состояние соизмеримой АФ ВСП, когда в системе возникает полная (СТ-диэлектрик) или частичная (СТ-полуметалл) диэлектризация ЭЭС. Температура Нееля такого перехода в плоскости слоев должна быть порядка T_N ~ 1000 К, что позволит обеспечить температуру появления псевдощели и страйп-структуры в проводящих слоях допированных соединений порядка T^* ~ 600 К. Характерная энергия планарного экситонного пика для появления КТСП должна быть порядка ~ 3.5 эВ. После отбора перспективных образцов может производиться их допирование и затем тест на СП с помощью измерений электросопротивления или намагниченности (рис. 2). Оценки верхнего критического магнитного поля (***H*** // ***c***) такого КТСП в параболическом приближении дают величину ~ 150 Т, что соответствует длине когерентности в плоскости слоев ξ_{ab} = 1.5 нм. В предположении изоморфности ВЗП(ВСП) структур в таких перовскитах (см. выше), С- и S-страйпы в гипотетическом КТСП-перовските, при оптимальном допировании, будут иметь ширины ~ 0.9 нм и 0.6 нм, соответственно (ср. с табл. 1).



а б в

Рисунок 2. Температурные зависимости электросопротивления (а), верхнего критического магнитного поля (***H*** // ***c***) (б) и намагниченности (в) для гипотетического комнатнотемпературного сверхпроводника (КТСП) (стрелки указывают точки с $T = T_c(H)$) .

Перспектива поиска КТСП

Поскольку соединения такого типа хорошо изучены, можно ожидать обнаружения новых ВТСП и даже КТСП в ближайшей перспективе. Действительно, недавно было синтезирован перовскит $SrTcO_3$, температура Нееля в котором достигает рекордных величин T_N ~ 1200 К [10]. Однако детальное исследование его электрических и других свойств вызывает затруднения ввиду радиоактивности изотопов Tc. Другая возможность реализовать идею КТСП в искусственных наноструктурах из металлических нитей, погруженных в диэлектрик, обсуждалась авторами [4], однако они не учли поляризуемость диэлектрика. В этом случае перспективным может быть исследование многослойных наноструктур типа рентгеновских зеркал с соответствующими параметрами (см., напр., [9]).

Литература

1. В.Л. Гинзбург // УФН. 118, 315 (1976).
2. Л.С.Мазов // ФНТ. 17, 1372 (1991).
3. Y. Li et al. // Nature. 455, 372 (2008).
4. A.Bianconi et al. // Phys.Rev.Lett.76, 3412 (1996).
5. S.Uchida et al. // Phys.Rev. B. 43, 7942 (1991).
6. Проблема ВТСП (под ред В.Л.Гинзбурга, Д.А.Киржница). М.: Наука, 1977 г. 375 с.
7. H.Huhtinen et al. // Phys.Proc. 36, 503 (2012).
8. L.S.Mazov // Phys.Rev. B. 70, 054501 (2004).
9. L.S.Mazov // Phys.Proc. 36, 735 (2012).
10. M.Avdeev et al. // J.Am.Chem.Soc. 133, 1654 (2011).

Исследование термоэлектрического эффекта в сверхпроводящей биметаллической петле с помощью андреевского интерферометра

C. Shelly[1], Е. А. Матрозова[2], Л. С. Кузьмин[2,3], В. Т. Петрашов[1,2]

1 Department of Physics, Royal Holloway, University of London, Egham, Surrey TW20 0EX, United Kingdom.

2 Лаборатория криогенной наноэлектроники, НГТУ, ул. Минина, д. 24, Нижний Новгород, 603950.

3 Chalmers University of Technology, SE-41296 Goteborg, Sweden.

Экспериментально обнаружен «гигантский» магнитный поток ФТ ~ 10^{-3} Ф0, где Ф0 = 2,068*10^{-15} Вб – квант магнитного потока, возникающий при наличии градиента температуры в сверхпроводящей биметаллической (БМ) петле. Полученное существенное превышение величины потока над теоретическим значением ожидаемого термоэлектрического потока объяснено присутствием «λ-эффекта», связанного с изменением средней температуры петли при включении градиента.

Введение

Долгое время существовало широко распространенное мнение о полном исчезновении всех термоэлектрических эффектов в сверхпроводящем состоянии. На самом же деле термоэлектрические эффекты в сверхпроводниках отнюдь не исчезают, хотя и могут проявляться лишь в определенных условиях. Первое теоретическое предсказание наличия подобных эффектов было сделано В. Л. Гинзбургом в 1944 году [1].

Экспериментальное исследование эффекта было проведено в целом ряде работ 70-х – 80-х годов прошлого века (см. обзор [2]), однако величина термоэлектрического потока (термофлакса) в них оказалась существенно различной. В некоторых работах расхождение с теоретической оценкой составило до 5 порядков! Единого мнения, объясняющего столь значительное расхождение теории и эксперимента, до сих пор не существует. В. Л. Гинзбург в своих статьях неоднократно указывал на необходимость определения истинной величины эффекта, его выделения должным образом на фоне возможных «паразитных» явлений и согласования экспериментальных измерений с теорией. В своей Нобелевской лекции [3] он еще раз подчеркивает важность прояснения данного вопроса.

В представленной работе проведено новое измерение термоэлектрического эффекта с использованием современных технологий и наноразмерных структур.

Методика эксперимента

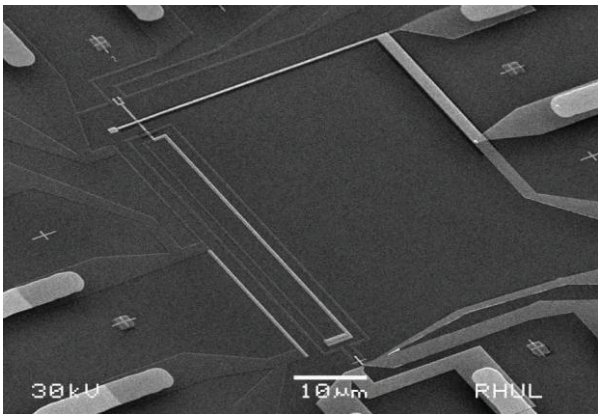


Рисунок 1. Фотография образца, выполненная под углом 45° с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Для исследования термоэлектрического эффекта в БМ сверхпроводящей петле был разработан дизайн структуры и проведено изготовление ряда образцов (см. рисунок 1). БМ-петля была выполнена наполовину из алюминия и наполовину в виде сэндвича из алюминия и серебра. В сэндвиче в результате действия эффекта близости происходило подавление щели в сверхпроводнике. В качестве считывающего устройства использовался андреевский интерферометр (АИ) со сверхпроводящей петлей и мезоскопическим проводником, сопротивление которого осциллирует при изменении полного магнитного потока через петлю [4]. БМ-петля была вложена в петлю АИ. Для создания градиента температуры в БМ-петле ее верхняя точка разогревалась за счет пропускания тока через нагреватель, в то время как

нижняя точка петли оставалась при базовой температуре. Магнитное поле создавалось с использованием расположенной на чипе «антенны» - проводника, по которому пропускался ток. Измерение характеристик структуры производилось в криостате при базовой температуре 240 мК с использованием синхронного детектирования.

Согласно теории, в присутствии градиента температуры в БМ-петле должен возникать термоэлектрический магнитный поток. Измерение величины потока выполнялось следующим образом: антенной задавался внешний магнитный поток и регистрировалось положение максимума осцилляции сопротивления АИ R_0, затем в БМ-петле создавался градиент температуры и измерялся сдвиг максимума, связанный с возникновением градиента. Для исключения влияния потока, создаваемого током нагревателя, сдвиг максимума осцилляции определялся как $\Delta R = R_0 - \langle R \rangle$, где $\langle R \rangle = (R^+ + R^-)/2$, R_0 – сопротивление АИ в отсутствие нагревающего тока, R^+ и R^- – сопротивление АИ при положительном и негативном нагревающем токе соответственно (см. рисунок 2).

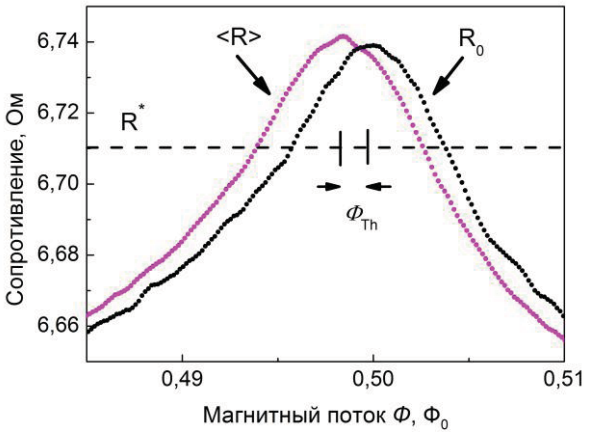


Рисунок 2. Сдвиг осцилляции магнитосопротивления АИ при включении нагревающего тока.

Результаты и обсуждение

При появлении термоэлектрического потока в БМ-петле ожидался сдвиг осцилляций в результате возникновения термофлакса, зависящего от величины градиента температуры. Учитывая период осцилляций магнитосопротивления, была найдена зависимость термофлакса от тока нагревателя, т. е. его температурная зависимость (см. рисунок 3). Величина обнаруженного «термофлакса» при максимальном нагревающем токе 112 мкА составила $3*10^{-3}\Phi_0$, что превышает теоретическое значение на 2 порядка. Объяснить столь значительное расхождение с теорией можно наличием λ-эффекта, маскирующего истинную величину термофлакса и заключающегося в температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля, λ, в сверхпроводник. При этом происходит изменение индуктивной связи БМ-петли и петли АИ, ее эффективной площади, что, в свою очередь, приводит к изменению положения максимума осцилляции по магнитному полю. Для верного учета λ-эффекта необходимо проведение измерений в более широком диапазоне магнитных полей. В проведенном эксперименте величина создаваемого антенной магнитного поля была сильно ограничена критическим током алюминиевой проволоки, что не позволяло наблюдать более одной осцилляции магнитосопротивления. Для дальнейших исследований необходимо изготовление структуры с антенной, обладающей большей величиной критического тока, например за счет подбора материала, изменения дизайна антенны или увеличения толщины пленки.

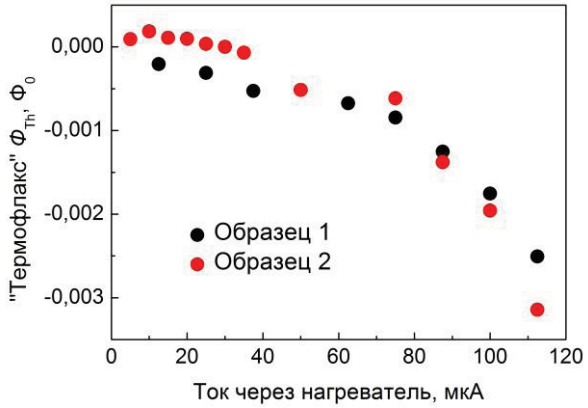


Рисунок 3. Зависимость «термоэлектрического» магнитного потока от тока через нагреватель [5].

Работа выполнена при поддержке МОН (проект 11.G34.31.0029).

Литература

1. В. Л. Гинзбург // ЖЭТФ, т. 14, 177 (1944).
2. Y. M. Galperin, et. al. // Phys. Rev. B, 65, 064531 (2002).
3. В. Л. Гинзбург // УФН, т. 174, 11 (2004).
4. V. T. Petrashov, V. N. Antonov, P. Delsing, and T. Claeson // JETP Letters, V. 59, 551 (1994); Phys. Rev. Letters, V. 74, 5268 (1995).
5. C. Shelly, E. Matrozova, R. Shaikhaidarov, V.T. Petrashov and L.S. Kuzmin // Conf. INASCON, London, 19 – 22 August 2013.

О влиянии кулоновской блокады на спектр квазичастиц в сверхпроводящей грануле в магнитном поле

Н.Б. Копнин[1,2], А.С. Мельников [3,4,*], И.М. Хаймович [2,3]

1 Институт теоретической физики РАН, г. Москва

2 Low Temperature Laboratory, Aalto University, Finland

3 Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

4 Национальный исследовательский университет ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

*melnikov@ipm.sci-nnov.ru

Проанализировано влияние кулоновских эффектов на спектр квазичастиц в коре вихря в сверхпроводящей грануле. Рассчитана плотность состояний в грануле в условиях кулоновской блокады, найдены условия наблюдения эффекта четности в грануле с вихрем, обсуждены возможные экспериментальные реализации, в том числе в структурах с индуцированной сверхпроводимостью. Показано, что в чистом пределе кулоновское взаимодействие приводит к расщеплению пика плотности состояний в центре вихря, а в грязном пределе в коре появляется кулоновская щель.

Физике кулоновской блокады в сверхпроводящих гранулах посвящено огромное количество теоретических и экспериментальных работ (см., например, обзор [1]). Большое внимание при этом уделялось, в частности, эффекту четности числа частиц в грануле [2], который является естественным следствием появления связанных парных состояний электронов в сверхпроводнике. Естественно, что кулоновские эффекты существенно зависят от неоднородности модуля и фазы параметра порядка. Так, эффект четности, например, имеет весьма нетривиальные проявления в системах с джозефсоновскими контактами [3], где спектр квазичастиц и критический ток существенно определяются разностью сверхпроводящих фаз на электродах. Неоднородная разность фаз должна приводить к существенной модификации кулоновских эффектов и в другом интересном случае – сверхпроводящая гранула с вихрем. Исследование кулоновских эффектов в такой задаче может быть полезно как для понимания общих свойств блокады в присутствии локализованных андреевских уровней, так и для интерпретации экспериментов, использующих магнитное поле для управления кулоновской блокадой в различных мезоскопических системах. Заметим, что ранее влияние магнитного поля на кулоновские эффекты в грануле с индуцированной сверхпроводимостью исследовалось лишь с учетом зеемановского взаимодействия, в предположении слабости орбитальных эффектов [4].

Основой нашего дальнейшего рассмотрения является подход, развитый в работах [5] для вычисления статистической суммы и гриновских функций в системах с кулоновской блокадой. Следуя указанным работам, мы записываем выражение для мацубаровской функции Грина сверхпроводящей гранулы в следующем виде:

$$G_{\gamma\delta}(x_1,x_2,\mu)=\frac{-1}{Z(\mu)}\int\limits_{-i\infty}^{i\infty}D[\sigma(\tau)]\exp\left\{\int\limits_0^\beta d\tau\left[\frac{\sigma^2(\tau)}{4E_C}+\sigma(\tau)N_0\right]\right\}\times$$
$$\times\int\limits_{-\infty}^{\infty}D[\Delta(x)]\exp\left\{\int\limits_0^\beta d\tau\int dV\frac{\Delta^2(x)}{2g}\right\}\int D[\psi,\psi^+]\psi_\gamma(x_1)\psi_\delta^+(x_2)\times$$
$$\times\exp\left\{\int\limits_0^\beta d\tau\left[\sum_\alpha\int dV\psi_\alpha^+(x)\left(\hbar\frac{\partial}{\partial\tau}+\sigma(\tau)\right)\psi_\alpha(x)+H_S\left[\psi_\alpha,\psi_\alpha^+\right]\right]\right\},$$

где $\psi_\alpha(x)$ [$\psi_\alpha^+(x)$] — оператор уничтожения [рождения] электрона в точке $x=(r,\tau)$ со спином α, E_C — характерная кулоновская энергия гранулы, g — константа сверхпроводящего спаривания, N_0 — затворное напряжение в безразмерных единицах, H_S — гамильтониан сверхпроводника в представлении вторичного квантования, τ — мацубаровское время, β — обратная температура, μ — химический потенциал гранулы, $Z(\mu)$ — статистическая сумма, выражение для которой записывается аналогично формуле для функции Грина с заменой фактора $\psi_\gamma(x)\psi_\delta^+(x)/Z(\mu)$ единицей. Здесь мы также использовали преобразование Хаббарда –Стратоновича и ввели вспомогательные поля σ и Δ, которые соответствуют кулоновскому взаимодействию и сверхпроводящему спариванию. Флуктуации поля σ и

фазы сверхпроводящего параметра порядка оказываются сильно связанными в стандартном предположении малой величины межуровневого расстояния δ в системах с блокадой. Ряд последующих преобразований с использованием этого приближения позволяет свести выражение для функции Грина к сумме по целочисленным набегам M флуктуирующей фазы θ(τ+β) = θ(τ)+2πM параметра порядка Δ = |Δ|exp(iθ) на периоде в пространстве мнимого времени:

$$G_{\gamma\gamma}(x_1,x_2,\mu)=\frac{-D(\tau)}{Z_1(\mu)}\sum_M\int_{-\infty}^{\infty}dz_0 G_M^{(0)}(x_1,x_2,\mu-iz_0)\times$$
$$\times Z_M^{(0)}(\mu-iz_0)\exp\left\{-\frac{(z_0+\pi MT)^2}{4E_CT}+i\frac{(z_0+\pi MT)(N_0-T\tau)}{T}\right\},$$

где $\ln D(\tau) = E_C[T\tau^2-|\tau|]$ — периодическая функция с периодом 2β, z_0 — сдвиг химического потенциала функции Грина $G_M^{(0)}$ и статистической суммы $Z_M^{(0)}$ гранулы без кулоновского взаимодействия с фермионными (M = 2k) и бозонными (M = 2k+1) граничными условиями периодичности. Выражение для статистической суммы Z_1 записывается аналогично формуле для функции Грина с заменой фактора $G_M^{(0)}/Z_1$ единицей. Дальнейшие преобразования дают общее выражение для мацубаровской функции Грина в виде среднего выражения по числам частиц N в грануле:

$$G_{\gamma\gamma}(x_1,x_2,\mu)=Z_2^{-1}\sum_N e^{-E_C\left[\frac{(N-N_0)^2}{T}-2(N-N_0)\tau-|\tau|\right]}\times \qquad (\text{ф}1)$$
$$\times[Z_0^{(0)}(\mu)G_0^{(0)}(x_1,x_2,\mu_N)+(-1)^N Z_1^{(0)}(\mu)G_1^{(0)}(x_1,x_2,\mu_N)],$$

где μ_N — химический потенциал со средним числом частиц N. Статистическая сумма имеет вид:

$$Z_2(\mu)=\sum_N e^{-E_C(N-N_0)^2/T}[Z_0^{(0)}(\mu)+(-1)^N Z_1^{(0)}(\mu)].$$

Данная сравнительно простая формула (ф1) учитывает как эффекты кулоновской блокады туннелирования при конечных величинах E_C, так и эффект четности в сверхпроводнике.

Подставляя выражения для спектра подщелевых состояний $\varepsilon(b)$ в вихре и для соответствующих гриновских функций без влияния кулоновского взаимодействия [6] в формулу (ф1), мы получаем функцию Грина в вихре с учетом эффектов блокады. Локальная плотность подщелевых состояний в пределе низких температур $T << E_C$ имеет вид:

$$\frac{\nu(\varepsilon)}{\nu_n}=\frac{1}{1+\gamma_{odd}+\gamma_{even}}\left(\nu_{Ec}[\varepsilon+2E_C\alpha]+\right.$$
$$\left.+\gamma_{odd}\nu_{Ec}[\varepsilon+2E_C(\alpha-1)]+\gamma_{even}\nu_{Ec}[\varepsilon+2E_C(\alpha-2)]\right),$$

где ν_n — плотность состояний нормального металла, α — дробная часть числа N_0, функция ν_{Ec}

$$\nu_{Ec}[\varepsilon]\approx\Theta_T(\varepsilon-E_C)\nu_0[\varepsilon-E_C]+\Theta_T(-\varepsilon-E_C)\nu_0[\varepsilon+E_C]$$

выражается через локальную плотность подщелевых состояний вихря $\nu_0[\varepsilon]$, $\Theta_T(\varepsilon)=[1+\exp(\varepsilon/T)]^{-1}$,

$$\gamma_{odd}=0.5\left(N_{eff}e^{-\Delta/T}+2e^{-\omega/2T}\right)e^{-E_C(1-2\alpha)/T},\quad \gamma_{even}=e^{-4E_C(1-\alpha)/T},$$

ω — мини-щель в спектре вихря, связанная с квантованием углового момента, $N_{eff}^2 = 8\pi\Delta T/\delta^2$. Приведенные формулы позволяют сделать следующие выводы: (1) при потенциалах затвора, соответствующих блокаде туннелирования, под влиянием кулоновского взаимодействия пик при нулевом напряжении в вихревой плотности состояний $\nu_0[\varepsilon]$ расщепляется на величину E_C, (2) при изменении числа частиц на грануле происходит закрытие кулоновской щели в коре вихря, (3) в режиме T<<ω возникает эффект четности, т.е. удвоение периода в зависимости кулоновской щели от потенциала на затворе. Увеличение мини-щели ω~ $\Delta a/\xi$ для вихря, запиннингованного на дефекте размера a (меньше длины когерентности ξ), может привести к расширению температурного интервала наблюдения эффекта четности в вихре.

Авторы выражают признательность С.Шарову и Д.Голубеву за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, стипендии Президента РФ СП-1491.2012.5, European IRSES program SIMTECH (contract n.246937), EU7th Framework Programme (FP7/2007-2013, Grant No.308850 Infernos), the Academy of Finland.

Литература

1. J.P.Pekola et al. // Rev. Mod.Phys., 85, 1421 (2013).
2. M. T. Tuominen et al. // Phys. Rev. Lett., V. 69, 1997 (1992).
3. S. V. Sharov, A. D. Zaikin // Phys. Rev. B, V. 71, 014518 (2005).
4. P. Ostrovsky, Ya. Fominov, M. V. Feigel'man // Phys. Rev. B, V. 74, 104505 (2006).
5. V. Ambegaokar et al. // Phys. Rev. Lett., V. 48, 1745 (1982); A. Kamenev, Y. Gefen // Phys. Rev. B, V. 54, 5428 (1996); N. Sedlmayr et al. // Europhysics Letters, V. 76, 109 (2006).
6. N. B. Kopnin, Theory of Nonequilibrium Superconductivity (Oxford 2001).

Магнитоиндуцированное состояние с нулевой проводимостью в тонких плёнках NbTiN

А. Ю. Миронов[1,*], С.В. Постолова[1], А.К. Гутаковский[1], V. M. Vinokur[3], T. Proslier[3], D. Silevitch[2], T. Rosenbaum[2], Т. И. Батурина[1]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, просп. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

2 The James Franck Institute and Department of Physics, The University of Chicago, Chicago, IL 60637, USA.

3 Material Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA.

*mironov@isp.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального исследования тонких плёнок NbTiN, находящихся на сверхпроводящей стороне перехода сверхпроводник-изолятор по беспорядку. Впервые обнаружены магнитоиндуцированный переход сверхпроводник-изолятор и зарядовый переход Березинского-Костерлица-Таулесса.

Введение

Исследования перехода сверхпроводник-изолятор (SIT) в тонких металлических плёнках продолжаются уже более сорока лет [1-8]. Однако лишь в последние десять лет эти исследования приняли систематический характер и позволили выявить основные особенности этого перехода [7]. В частности, для критически разупорядоченных плёнок, находящихся в непосредственной окрестности перехода сверхпроводник-изолятор, были обнаружены такие явления, как гиперактивационное поведение сопротивления [4-6] и зарядовый переход Березинского-Костерлица-Таулесса [5,6]. К настоящему времени масштабные исследования проведены лишь для двух материалов – нитрида титана TiN и оксида индия InO, которые демонстрируют прямой переход сверхпроводник-изолятор без промежуточной металлической фазы. При этом гиперактивационное поведение сопротивления и зарядовый переход Березинского-Костерлица-Таулесса показаны только для плёнок TiN. Таким образом, вопрос об основных фермижидкостных, транспортных и сверхпроводящих параметрах материалов, определяющих возможность реализации SIT, остается открытым.

В данной работе мы представляем результаты экспериментального исследования низкотемпературных транспортных свойств тонких плёнок NbTiN и показываем, что частичное замещение атомов Ti атомами Nb, сохраняя качественную картину SIT, приводит к изменению количественных характеристик SIT. В частности, к существенному увеличению характерных магнитных полей и температур.

Методика эксперимента

В работе исследуются плёнки тройного соединения ниобий-титан-азот, с химическим составом $Nb_{0.7}Ti_{0.3}N$, изготовленные методом атомарно-слоевого осаждения на подложке AlN/Si. Структурные исследования методом высокоразрешающей электронной микроскопии показывают, что плёнки являются поликристаллическими с характерным размером кристаллитов 5 нм. Далее методом фотолитографии изготавливались меза-структуры в виде холловских мостиков шириной 50 мкм, состоящих из трёх областей с расстоянием между потенциометрическими контактами 100, 250, 100 мкм.

Эксперименты проводились в криостате растворения ^{3}He/^{4}He и состояли в измерении температурных зависимостей сопротивления в постоянных магнитных полях и магнитополевых зависимостей сопротивления при постоянной температуре, а также вольт-амперных характеристик при постоянной температуре в нулевом и отличном от нуля магнитном поле. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности пленки.

При сопротивлениях плёнок менее 1 МОм измерения проводились по стандартной четырехточечной схеме на переменном токе I = 0.1 нА низкой частоты f = 3 Гц.

При сопротивлениях плёнки более 1 МОм измерения проводились по двухточечной схеме на переменном напряжении V = 0.1 мВ низкой частоты 3 Гц. Расстояние между контактами составляло около 500 мкм.

Результаты

На рисунке 1 представлены результаты измерений температурных зависимостей сопротивления в некоторых магнитных полях в координатах lg(R) как функции 1/T для одной из плёнок (толщиной 10 нм), находящейся в критической области перехода сверхпроводник-изолятор. Видно, что приложение даже относительно слабого магнитного поля (кривая при 0.12 Тл) резко изменяет характер температурных зависимостей сопротивления: при понижении температуры ниже 0.3 К наблюдается ярко выраженный активационный характер $R = R_0\exp(T_0/T)$, $T_0(0.12\ \text{Тл}) = 0.3$ К, что указывает на реализацию магнитоиндуцированного перехода сверхпроводник-изолятор. Увеличение магнитного поля приводит к быстрому увеличению активационной энергии и, более того, к переходу в гиперактивационный режим (см. зависимости в диапазоне магнитных полей 0.25 – 3 Тл), который характеризуется ростом сопротивления более быстрым, нежели активационный, с быстро нарастающей и стремящейся к бесконечности производной d(lg(R))/d(1/T), демонстрируя переход в состояние с практически нулевой проводимостью. Такое поведение явно указывает на реализацию зарядового перехода Березинского-Костерлица-Таулесса в плёнках NbTiN, то есть на формирование бездиссипативного сверхизолирующего состояния, дуального к сверхпроводящему. Аналогичное поведение ранее наблюдалось в сетках джозефсоновских переходов [9-10] и плёнках TiN [5-6].

Характерная температура перехода от активационного к гиперактивационному режиму, определяющаяся как температура, при которой измеренное сопротивление в два раза больше, чем сопротивление, полученное экстраполяцией из активационного температурного интервала, увеличивается вплоть до 3 Тл и составляет в максимуме 0.55 К. Для сравнения, в плёнках TiN увеличение данной температуры наблюдается только до 0.3 Тл и составляет 0.28 К [4]. Заметим, что и величина верхнего критического поля для сверхпроводящих плёнок NbTiN (11 Тл) существенно выше, чем для плёнок TiN (3 Тл) [11].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских учёных (МК-617.2013.2), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00152) и программы фундаментальных исследований РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

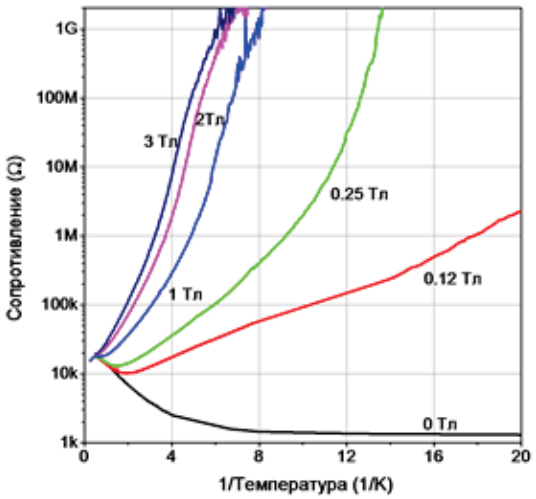


Рисунок 1. Температурные зависимости сопротивления плёнки NbTiN толщиной 10 нм в различных магнитных полях.

Литература

1. M. Strongin, R.S. Thompson, O.F. Karnmerer et al. // Phys. Rev. B, 1, 1078 (1970).
2. D.B. Haviland, Y. Liu, A.M. Goldman // Phys. Rev. Lett., 62, 2180 (1989).
3. V.F. Gantmakher, M.V. Golubkov, J.G.S. Lok et al. // ЖЭТФ, 109, 1765-1778 (1996).
4. T.I. Baturina, A.Yu. Mironov, V.M. Vinokur et al. // Письма в ЖЭТФ, 88, 11, 867-872 (2008).
5. V.M. Vinokur, T.I. Baturina, M.V. Fistul et al. // Nature, 452, 613-615 (2008).
6. T.I. Baturina, D. Kalok, A. Bilusic et al. // Applied Physics Letters, 102(4), 042601 (2013).
7. T.I. Baturina, V.M. Vinokur // Annals of Physics. 331, 236–257 (2013).
8. G. Sambandamurthy, L.W. Engel, A. Johansson et al. // Phys. Rev. Lett., 92, 107005 (2004).
9. A. Kanda, S. Kobayashi // Journal of the Physical Society of Japan, 64, 19-21 (1995).
10. T. Yamaguchi, R. Yagi, S. Kobayashi et al. // Journal of the Physical Society of Japan, 67, 729-731 (1998).
11. T.I. Baturina, J. Bentner, C. Strunk et al. // Physica B, 359-361, 500-502 (2005).

Комплексная проводимость в окрестности перехода сверхпроводник-изолятор

А. Ю. Миронов[1,*], V. M. Vinokur[3], T. Proslier[3], D. Silevitch[2], T. Rosenbaum[2], Т. И. Батурина[1]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, просп. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

2 The James Franck Institute and Department of Physics, The University of Chicago, Chicago, IL 60637, USA.

3 Material Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA.

*mironov@isp.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального исследования низкотемпературной комплексной проводимости неупорядоченных плёнок TiN и NbTiN в окрестности перехода сверхпроводник-изолятор.

Введение

Одной из интереснейших проблем современной физики конденсированного состояния является описание перехода между двумя бездиссипативными состояниями: сверхпроводник – сверхизолятор. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по исследованию резистивных и магниторезистивных зависимостей вблизи данного перехода, которые указывают на определяющую роль кулоновского взаимодействия в поведении неупорядоченных сверхпроводящих плёнок вблизи перехода [1-5]. Существуют также теоретические предположения, что возникновение сверхизолирующего состояния связано с дальнодействующим двумерным кулоновским взаимодействием, причиной которого является расходимость диэлектрической проницаемости вблизи перехода сверхпроводник-изолятор [6]. Однако экспериментальные исследования диэлектрической проницаемости проводились только для перехода металл-изолятор [7-8], поведение же диэлектрической проницаемости вблизи перехода сверхпроводник-изолятор до сих пор экспериментально не исследовалось.

В данной работе мы представляем результаты первого экспериментального исследования комплексной проводимости неупорядоченных плёнок TiN и NbTiN в окрестности перехода сверхпроводник-изолятор.

Методика эксперимента

Исследуемые в данной работе плёнки TiN и NbTiN изготовлены методом атомарно-слоевого осаждения. На первом этапе методом фотолитографии изготавливались меза-структуры в виде холловских мостиков шириной 50 мкм, состоящих из трёх областей с расстоянием между потенциометрическими контактами 100, 250, 100 мкм. Далее на часть полученного образца были напылены золотые контакты толщиной 100 нм. Расстояние между контактами составляло 50 мкм. Такая геометрия образцов позволяла проводить сравнительные измерения сопротивления и комплексного импеданса (см. рис. 1). Эксперименты проводились в криостате растворения и состояли в измерении температурных $Z(T, Bi)$ и магнитополевых зависимостей комплексного сопротивления $Z(Ti, B)$. Измерения комплексного импеданса проводились по двухточечной схеме на переменном напряжении 5 мВ в диапазоне частот 400 Гц – 1 МГц. Измерения сопротивления проводились по стандартной четырехточечной схеме на переменном токе I = 0.1 нА с низкой частотой f = 3 Гц при сопротивлениях плёнки менее 1 МОм и по двухточечной схеме на переменном напряжении V = 0.1 мВ с низкой частотой 3 Гц при сопротивлениях плёнки более 1 МОм. Магнитное поле B было направлено перпендикулярно поверхности пленки.

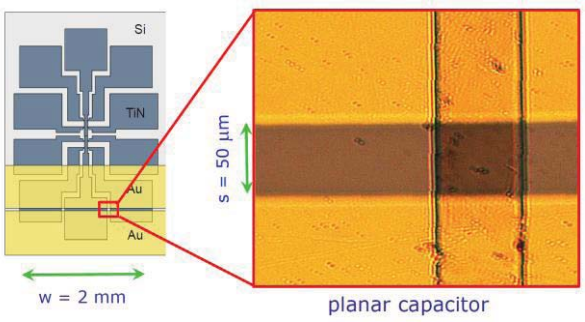


Рисунок 1. Схематичное изображение образцов

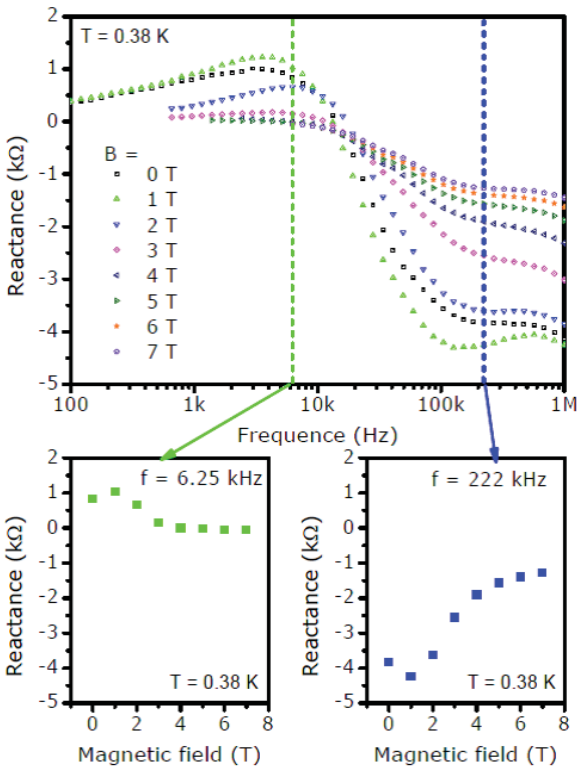


Рисунок 2. Сверху: зависимости мнимой части импеданса плёнки TiN от частоты в различных магнитных полях. Снизу: магнитополевые зависимости мнимой части импеданса плёнки TiN

Результаты

Обнаружено, что и реальная, и мнимая части комплексной проводимости имеют температурную, магнитополевую, частотную зависимости и, кроме того, зависят от приложенного к образцу постоянного напряжения смещения. Отметим, что полученные зависимости являются немонотонными функциями. Выявлено, что мнимая часть комплексного импеданса в зависимости от частоты может принимать как положительные, так и отрицательные значения, что указывает на наличие и ёмкостных, и индуктивных компонент в структуре образцов. Полученные результаты можно объяснить, если предположить, что образцы представляют собой массивы из сверхпроводящих островков в диэлектрической матрице, связанных джозефсоновскими связями, в полном соответствии с ранее предложенным описанием неупорядоченной пленки в критической близости от перехода сверхпроводник-изолятор.

Обнаружено пороговое поведение зависимости реальной и мнимой части комплексной проводимости от постоянного напряжения смещения в температурной области, соответствующей сверхдиэлектрическому состоянию. Величина порогового напряжения одинакова как для комплексной проводимости, так и для проводимости, измеренной при постоянном напряжении. Таким образом, установлено, что при разрушении сверхдиэлектрического состояния пороговым образом изменяется не только проводимость, но и ёмкость системы, а значит, и её диэлектрическая проницаемость.

Проведена оценка емкости и индуктивности образцов в рамках простой индуктивно-емкостной модели, а также рассчитано значение диэлектрической проницаемости в рамках модели планарного конденсатора [9]. Полученная зависимость индуктивности является немонотонной функцией магнитного поля, что может быть связано с изменением размеров и расстояний между сверхпроводящими островками под действием магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских учёных (МК-617.2013.2), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00152) и программы фундаментальных исследований РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

Литература

1. T.I. Baturina, A.Yu. Mironov, V.M. Vinokur et al. // Письма в ЖЭТФ, 88, 11, 867-872 (2008).
2. V.M. Vinokur, T.I. Baturina, M.V. Fistul et al. // Nature, 452, 613-615 (2008).
3. T.I. Baturina, D. Kalok, A. Bilusic et al. // Applied Physics Letters, 102(4), 042601 (2013).
4. M. Ovadia, B. Sacépé, D. Shahar // Physical Review Letters, 102, 176802 (2009).
5. M. Ovadia, D. Kalok, B. Sacépé et al. // Nature Physics, 9, 415–418 (2013).
6. T.I. Baturina, V.M. Vinokur // Annals of Physics, 331, 236–257 (2013).
7. В.Е. Дубров, М.Е. Левинштейн, М.С. Щур // ЖЭТФ, 70, 5, 2014-2023 (1976).
8. H. F. Hess, K. DeConde, T. F. Rosenbaum et al. // Physical Review B, 25, 5578 (1982).
9. О.Г. Вендик, С.П. Зубко, М.А. Никольский // ЖЭТФ, 69, 4, 1-7 (1999).

Продольные состояния ЛОФФ в спиновых вентилях S/F1/F2

С. В. Миронов[1, 2], А. С. Мельников[2, 3, *], А. И. Буздин[1, 4, §]

1 University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, Talence Cedex, France, F-33405.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

4 Institut Universitaire de France, Paris, France.

*melnikov@ipmras.ru, §a.bouzdine@loma.u-bordeaux1.fr

В работе теоретически показано, что в многослойных системах, состоящих из пленки сверхпроводника (S) и ферромагнитного бислоя (F1/F2), изменение угла между магнитных моментами в слоях F1 и F2 может приводить к возникновению продольной неустойчивости Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ). Экспериментально переход в продольное состояние ЛОФФ может быть обнаружен при измерении диамагнитного отклика системы, который сильно зависит от угла между магнитными моментами и обращается в ноль в точке перехода.

Введение

Основной особенностью эффекта близости в многослойных структурах сверхпроводник (S) / ферромагнетик (F) является осцилляторная зависимость волновой функции куперовских пар от координаты поперек слоев [1]. Такие осцилляции приводят к немонотонной зависимости критической температуры бислоев S/F от толщины ферромагнетика, локальному увеличению плотности состояний на уровне Ферми, формированию джозефсоновских π-контактов и ряду других эффектов.

Вместе с тем в бислоях S/F с тонким слоем S и большим коэффициентом диффузии в ферромагнетике оказывается возможным формирование неоднородных сверхпроводящих состояний с модуляцией параметра порядка вдоль слоев (продольных состояний ЛОФФ) [2]. Такие состояния могут возникать также в системах с дополнительным слоем нормального металла или в случае, когда ферромагнетик состоит из двух слоев с неколлинеарными магнитными моментами. При этом для перечисленных систем переход из однородного состояния в продольное состояние ЛОФФ сопровождается существенным изменением их магнитных свойств [2].

В данной работе для многослойных структур $S/F_1/F_2$ с большой величиной обменного поля в слое F_2 рассчитаны зависимости критической температуры и диамагнитного отклика от угла разориентации магнитных моментов в ферромагнетиках. Показано, что исчезновение диамагнитного отклика соответствует возникновению в системе продольной неустойчивости ЛОФФ.

Модель

Схема рассматриваемой системы $S/F_1/F_2$ представлена на рисунке 1. Считалось, что параметры системы соответствуют грязному пределу, и для расчета критической температуры и диамагнитного отклика использовалось линеаризованное уравнение Узаделя. Предполагалось, что толщина d_s сверхпроводника много меньше сверхпроводящей корреляционной длины ξ_{s0}, так что изменением параметра порядка Δ поперек слоя можно пренебречь. Толщина слоя F_2 считалась существенно большей по сравнению с масштабом затухания дальнодействующих триплетных корреляций, тогда как толщина d слоя F_1 считалась произвольной.

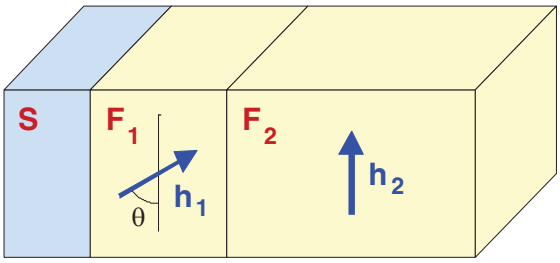


Рисунок 1. Схематическое изображение спинового вентиля S/F1/F2. Магнитные моменты в ферромагнитных слоях F_1 и F_2 составляют друг с другом угол θ.

Предполагалось, что обменное поле h_2 в слое F_2 существенно превосходит обменное поле h_1 в слое F_1 [$h_2 >> (D_2 / D_1) h_1$, где D — коэффициент диффузии в соответствующих слоях], так что в слой F_2 проникают только дальнодействующие триплетные компоненты аномальной функции Грина.

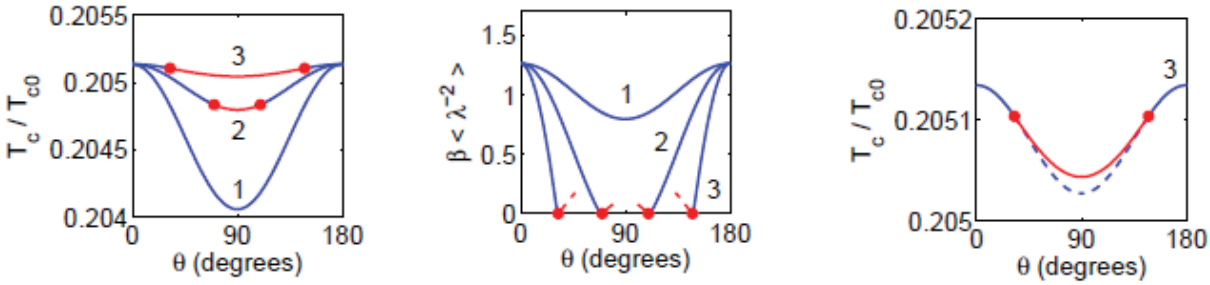


Рисунок 2. Зависимости критической температуры (а) и диамагнитного отклика (б) спинового вентиля $S/F_1/F_2$ от угла θ между магнитными моментами в ферромагнитных слоях. Синие (красные) кривые соответствуют однородному состоянию (продольному состоянию ЛОФФ). Переходы в состояние ЛОФФ происходят в точках, обозначенных красными кружками. Для удобства введена величина $\beta = ec\Phi_0 D_s / 16\pi^2 \sigma_s \Delta_0^2 \xi_1^2$. Значение параметров: $d = \xi_1$, $d_s = 0.3\xi_{s0}$, ($\xi_{s0} = \sqrt{D_s / 4\pi T_{c0}}$, $\xi_1 = \sqrt{D_1 / h_1}$), $h_1 / 4\pi T_{c0} = 1$, $D_s / D_1 = 10^3$, $D_2 / D_1 = 10^{5+j}$ для кривой с номером j ($j = 1, 2, 3$). На рисунке (в) показан увеличенный фрагмент угловой зависимости критической температуры для кривой 3. Синяя пунктирная линия соответствует критической температуре, рассчитанной без учета продольной неустойчивости ЛОФФ.

Также предполагалось, что коэффициент диффузии D_2 достаточно большой, так что амплитуда дальнодействующих триплетных корреляций на границе F_1/F_2 мала, и влияние этих корреляций на критическую температуру можно учитывать по теории возмущений.

Для расчета критической температуры и диамагнитного отклика системы с учетом возможности формирования продольных состояний ЛОФФ использовались подходы, описанные в работе [2].

Результаты

На рисунке 2 показаны зависимости критической температуры T_c и диамагнитного отклика $\langle \lambda^{-2} \rangle$ от угла θ при различных отношениях коэффициентов диффузии в ферромагнетиках. Существенной особенностью рассматриваемой системы является то, что подавление величин T_c и $\langle \lambda^{-2} \rangle$ при отличных от нуля углах θ обусловлено только дальнодействующими триплетными корреляциями. При этом зависимости $T_c(\theta)$ соответствуют триплетному эффекту спинового вентиля (рисунок 2а) [3].

Для достаточно больших значений D_2 увеличение θ может приводить к возникновению продольной неустойчивости ЛОФФ, что проявляется в исчезновении диамагнитного отклика при некотором критическом угле θ_c, пропорциональном $1/\sqrt{D_2}$ (рисунок 2б). Экспериментально угловые зависимости $\langle \lambda^{-2} \rangle$ могут быть получены, например, в измерениях взаимной индуктивности двух колец, расположенных вблизи противоположных поверхностей многослойной системы [4].

Следует отметить, что для рассматриваемой системы продольная неустойчивость ЛОФФ слабо влияет на критическую температуру. Вместе с тем формирование продольных состояний ЛОФФ может существенно влиять на эффект спинового вентиля в резистивных измерениях за счет сильного подавления критического тока [5]. При этом зависимости $\langle \lambda^{-2} \rangle$ и критического тока от угла θ в состоянии ЛОФФ существенно зависят от пространственной структуры параметра порядка (бегущая волна, стоячая волна и др.).

Работа частично финансировалась проектами РФФИ, программами French ANR MASH, European IRSES program SIMTECH, program of LEA Physique Theoretique et Matiere Condensee, стипендией Президента РФ для молодых ученых (СП-6340.2013.5).

Литература

1. A. I. Buzdin // Rev. Mod. Phys., V.77, 935 (2005).
2. S. Mironov, A. Mel'nikov and A. Buzdin // Phys. Rev. Lett., V. 109, 237002 (2012).
3. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya et al. // Письма в ЖЭТФ, Т. 91, 329 (2010).
4. T. R. Lemberger, I. Hetel, A. J. Hauser et al. // J. Appl. Phys., V. 103, 07C701 (2008).
5. A. Buzdin, Y. Matsuda, T. Shibauchi // Europhys. Lett., V. 80, 67004 (2007).

Когерентные явления в сверхпроводящем слоистом метаматериале

С. Л. Гинзбург[1], А. В. Накин[1,*], Н. Е. Савицкая[1,§]

1 Петербургский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова НИЦ «КИ», Гатчина, Орлова роща, ПИЯФ, 188300.

*andrey.nakin@gmail.com, §savitska@inbox.ru

В настоящей работе теоретически и методом компьютерного моделирования изучается модель сверхпроводящего метаматериала, представляющая неупорядоченную решетку джозефсоновских контактов. Задачей работы было обнаружение и исследование условий, при которых в исследуемой системе, помещенной в пространственно неоднородное магнитное поле, возникает синхронизация частот генерации составляющих ее контактов. Основным результатом работы является демонстрация возможности синхронизации частот генерации контактов в отдельных слоях исследуемой системы. Этот результат особенно важен в связи с возможностью использования сверхпроводящих метаматериалов для создания приборов, в частности генераторов, способных работать в терагерцевом диапазоне частот.

Благодаря значительному прогрессу нанотехнологий в последние годы стало возможным создание уникальных метаматериалов, представляющих собой искусственные системы, сконструированные из отдельных макроскопических элементов, которые сами могут быть весьма сложными объектами с нетривиальными физическими свойствами. Особенный интерес вызывают в настоящее время метаматериалы, созданные на основе сверхпроводящих элементов, в частности джозефсоновских контактов [1]. Это связано со способностью таких систем работать в терагерцевом диапазоне частот [2]. В связи с этим особенно актуальным становится вопрос о возможности синхронной генерации составляющих метаматериал джозефсоновских контактов.

Мы рассмотрим одну из возможных моделей сверхпроводящего метаматериала. Она представляет собой бесконечную по оси z полую сверхпроводящую систему, сечение которой плоскостью (x, y) является решеткой из сверхпроводящих ребер, на которых расположены джозефсоновские контакты размером l. Исследуемый метаматериал можно рассматривать как слоистую систему. Бесконечные по оси z слои включают в себя контакты, расположенные на «вертикальных» и «горизонтальных» ребрах решетки, и чередуются между собой (рисунок 1а). Мы будем полагать, что в нашей системе присутствуют бесконечные по осям z и y плоские сверхпроводящие экраны, позволяющие задавать различное по направлениям и величине внешнее магнитное поле в различных областях пространства. Пусть в левой части пространства внешнее магнитное поле имеет величину H1, а в правой H2, причем оба поля направлены вдоль оси z и H2=−H1 (рисунок 1б). Пространственно неоднородное магнитное поле индуцирует в системе ток, превышающий критические значения токов контактов. Стрелками на рисунке обозначены направления локальных токов, индуцируемых магнитным полем в граничных контактах системы. В этом случае контакты системы, по крайней мере «вертикальные», находятся в режиме джозефсоновской генерации. Основной целью нашей работы будет выяснение условий, при которых в исследуемом метаматериале возможна синхронная генерация этих «вертикальных» контактов [3].

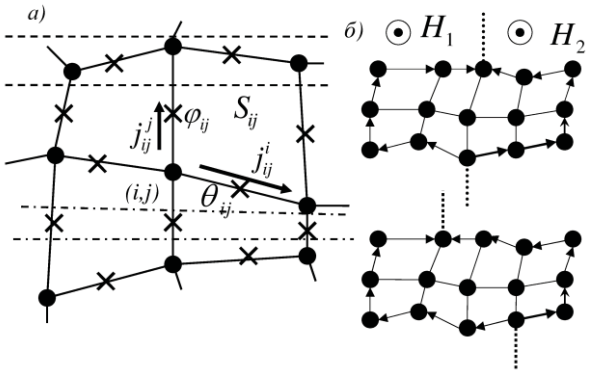


Рисунок 1. а) Схема поперечного сечения сверхпроводящего метаматериала. Штрихпунктирные линии выделяют фрагмент слоя «вертикальных» контактов, пунктирные линии выделяют фрагмент слоя «горизонтальных» контактов; б) схема расположения сверхпроводящих экранов для решетки размером 5×3, узлы решетки обозначены черными кружками, джозефсоновские контакты на схеме не обозначены, пунктирные линии обозначают сверхпроводящие экраны.

Мы изучали поведение усредненного по вертикальным контактам напряжения в отдельных слоях системы S_n^j и величин напряжений на вертикальных контактах u_{ij}^j. Поскольку нашей основной задачей было исследование возможности возникновения синхронизации частот генерации контактов, составляющих метаматериал, мы также рассматривали автокорреляционные функции D_a изучаемых величин и их фурье-преобразования I_a.

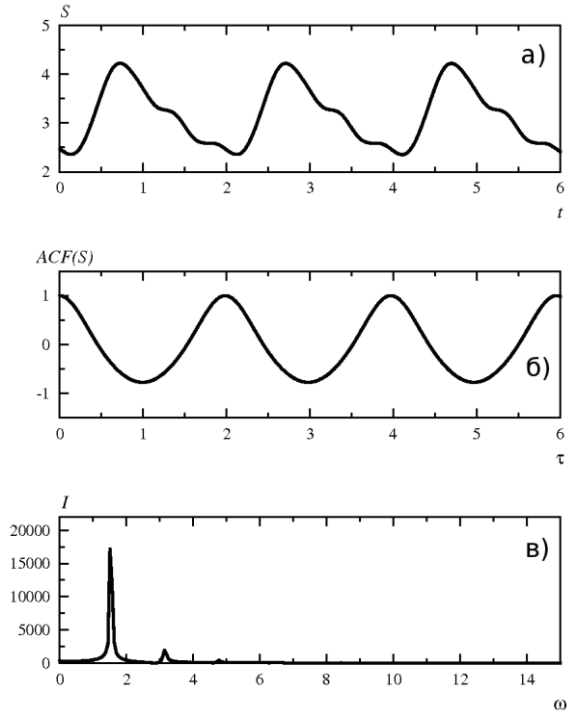


Рисунок 2. Для случая η=1: а) зависимость от времени величины среднего напряжения на вертикальных контактах в 11-м слое $S_{11}^j(t)$; б) автокорреляционная функция ACF(S)=D_s; в) преобразование Фурье I от D_s. На графиках виден периодический характер величины $S_{11}^j(t)$, что говорит о синхронизации частот генерации в центральном слое метаматериала.

В результате исследований нами было установлено, что основным параметром, отвечающим за возможность синхронизации частот генерации контактов в исследуемом метаматериале, является соотношение величин средних критических токов вертикальных и горизонтальных контактов, что эквивалентно следующему соотношению: $\eta=\langle j_c^i\rangle/\langle j_c^j\rangle$.

Для случая η=1 было установлено, что в центральных слоях системы размером 21x21 (j=10, 11, 12) напряжения на вертикальных контактах периодичны. Для остальных контактов системы, как вертикальных, так и горизонтальных, синхронизации не наблюдалось (рисунок 2).

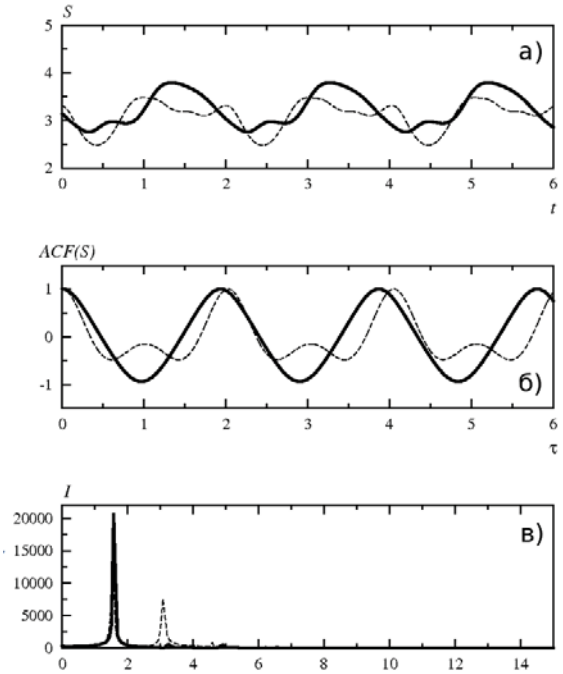


Рисунок 3. Для случая η=100: а) зависимость от времени величин $S_2^j(t)$ (сплошная линия) и $S_{19}^j(t)$ (пунктирная линия); б) автокорреляционные функции этих величин; в) их преобразования Фурье. Функции S_n^j для каждого из слоев периодичны, но периоды их несколько различны, то есть в системе наблюдается послойная синхронизация.

Иная картина была получена для η=100. В этом случае наш метаматериал является слоистой системой, в которой чередуются слои, состоящие из горизонтальных контактов с большими значениями критического тока j_c^i, и слои, состоящие из вертикальных контактов со значительно меньшими значениями критического тока j_c^j. Для этого случая мы получили, что синхронизация частот генерации возникает уже для всех слоев метаматериала, а частоты синхронизации для различных слоев различны и независимы (рисунок 3).

Этот результат особенно важен в связи с возможностью использования сверхпроводящих метаматериалов для создания приборов, в частности генераторов, способных работать в терагерцевом диапазоне частот.

Литература

1. S. Anlage // J. Opt. 13, 024001 (2011).
2. Jianqiang Gu et al. // Terahertz Science and Technology, Vol. 6, No. 1, pp. 66-94
3. С. Л. Гинзбург, А. В. Накин, Н. Е. Савицкая // Письма в ЖЭТФ, т. 98(4), стр. 255.
4. T. R. Lemberger, I. Hetel, A. J. Hauser et al. // J. Appl. Phys., V. 103, 07C701 (2008).
5. A. Buzdin, Y. Matsuda, T. Shibauchi // Europhys. Lett., V. 80, 67004 (2007).

Спектральные характеристики излучения параллельных цепочек индуктивно связанных джозефсоновских контактов

Е. В. Панкратова[1,*], А. Л. Панкратов[2, 3], С. В. Шитов[4, 5]

1 Волжская государственная академия водного транспорта, ул. Нестерова, 5А, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

3 Лаборатория криогенной наноэлектроники, НГТУ им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород, 603950.

4 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009.

5 Лаборатория сверхпроводящих метаматериалов НИТУ МИСиС, Ленинский пр., 4, Москва, 119049.

*pankratova@vgavt-nn.ru

В работе изучены особенности генерации параллельной цепочки джозефсоновских контактов при наличии белошумового воздействия. На различных ступенях вольт-амперной характеристики исследуются особенности изменения выходной мощности и ширины спектральной линии излучения как функции тока смещения.

Введение

К настоящему времени закономерности, определяющие отклик одиночных джозефсоновских контактов (ДК) на изменение тока смещения, хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально [1,2]. В частности, известно, что для ДК на основе низкотемпературных сверхпроводников (НТСП) характерные частоты излучения при нестационарном эффекте Джозефсона могут достигать сотен ГГц, а для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) излучение происходит в диапазоне до нескольких ТГц [3,4]. Большой интерес к исследованию свойств ДК связан с существованием целого ряда приложений, где возможна эффективная реализация детекторных и спектроскопических применений нестационарного эффекта Джозефсона в терагерцевом диапазоне частот. Однако мощность генерации одиночных ДК мала, поэтому в последнее время активно исследуются особенности синхронизации различных многоэлементных массивов ДК [5-8], позволяющих существенно повысить мощность генерации.

В докладе основное внимание уделено изучению спектральных характеристик генерации (выходной мощности и ширины линии джозефсоновской генерации) на различных ступенях вольт-амперной характеристики (ВАХ) для параллельной цепочки из 22 ДК [9] при протекании тока смещения i_{dc} и случайном воздействии i_f, которое моделируется белым гауссовым шумом: $\langle i_f(t)\rangle=0$, $\langle i_f(t)i_f(t+\tau)\rangle=\alpha\gamma\delta(\tau)$, где γ – безразмерная интенсивность шума.

На рисунке 1 представлена ВАХ, полученная для цепочки [с граничными условиями вида: $\phi_0(t)=\phi_1(t)$, $\phi_N(t)=\phi_{N+1}(t)$, $\phi_j(t)$ – джозефсоновская фаза на j-ом контакте, j=1,...,N] и включающая в себя $\boldsymbol{S}$ = (S_1, ..., S_{16}) ступеней.

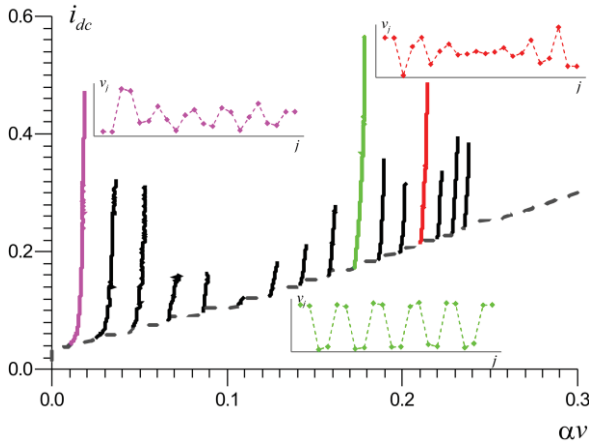


Рисунок 1. Вид ВАХ для параллельной цепочки ДК. Для выделенных цветом ступеней показано изменение напряжения $v_j=d\phi_j(t)/dt$ на элементах цепочки в фиксированный момент времени (γ=0.05).

Следует отметить, что на первой ступени S_1 ВАХ реализуется режим, при котором по цепочке перемещается один солитон [6]. На ступенях S_{10} и S_{13} колебания напряжения ДК имеют вид стоячих волн. Для этих трех выделенных цветом ступеней ВАХ на рисунке 2 представлены кривые изменения

мощности излучения P_k при увеличении тока смещения i_{dc}, γ=0.05. Для сравнения на графике также показаны изменения мощности для S_1 при γ=0.1 (синяя кривая) и для S_{10} и S_{13} с учетом влияния согласованной RC-нагрузки (голубая и красная кривая, соответственно).

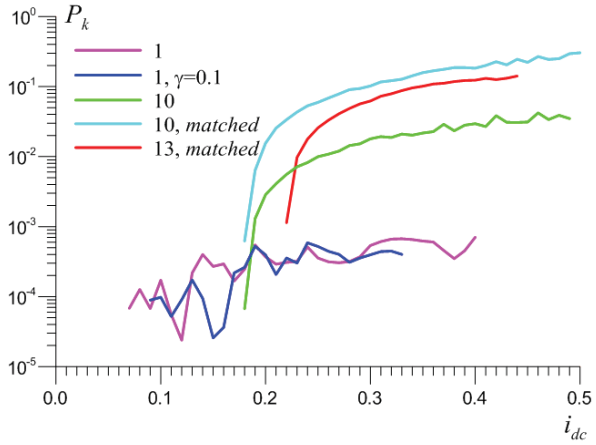


Рисунок 2. Изменение мощности излучения на k-ой ступени ВАХ при увеличении величины тока смещения i_{dc}.

Графики ширины линии джозефсоновской генерации при увеличении тока i_{dc} показаны на рисунке 3.

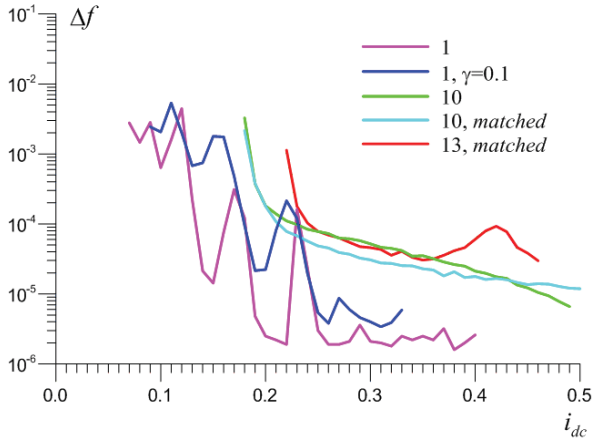


Рисунок 3. Изменение ширины линии генерации на k-ой ступени ВАХ при увеличении величины тока i_{dc}.

В то время как абсолютные значения ширины спектральной линии увеличиваются с ростом частоты генерации, вычисление отношения ширины линии Δf_k на ступени S_k к частоте генерации f_k

$$\chi_k = \frac{\Delta f_k}{f_k}, \quad f_k = \frac{1}{N\Delta T}\int_{T_1}^{T_2}\left[\sum_{j=1}^{N} v_j(t)\right]dt \qquad (1)$$

показывает, что относительная ширина линии на ступени S_1 (χ_1~1.1×10^{-5}, i_{dc}=0.4) почти на порядок больше, чем на S_{10} (χ_{10}~9.3×10^{-7}, i_{dc}=0.5). При согласованной нагрузке для S_{10}: χ_{10}~2.0×10^{-6}, i_{dc}=0.5; для S_{13}: χ_{13}~4.2×10^{-6}, i_{dc}=0.46. Максимальное отношение мощности излучения P_k на ступени S_k к мощности P

$$\eta_k = P_k / P, \quad P = i_{dc} v_k \qquad (2)$$

для S_1 и S_{10} в случае несогласованой нагрузки принимает значения: η_1~0.0028 при i_{dc}=0.4 и η_{10}~0.0154 при i_{dc}=0.46. При согласованной нагрузке для S_{10} и S_{13} получаем: η_{10}~0.102 при i_{dc}=0.5 и η_{13}~0.048 при i_{dc}=0.45, соответственно.

Таким образом, даже в простой параллельной цепочке контактов наблюдается резкое увеличение мощности генерации при смене режимов колебаний от "солитонных" решений к квазигармоническим режимам, подобно эффекту, наблюдавшемуся в [7]. Также следует отметить, что хотя генерация на первой ступеньке ВАХ, где наблюдается движение одиночного солитона, имеет минимальную ширину спектральной линии, относительная ширина линии существенно меньше на ступеньках, где наблюдается квазигармонический режим генерации, и частота генерации существенно выше, что важно для практических приложений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 12-01-00694, № 14-02-31727) и МОН РФ (договоры № 11.G34.31.0062 и № 11.G34.31.0029).

Литература

1. К.К. Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985. - 320 с.
2. A.K. Jain, K.K. Likharev, J.E. Lukens, J.E. Sauvageau // Phys. Rep., V. 109 (6), 309 (1984).
3. A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen // Rev. Mod. Phys., 2003, V. 75, 473 (2003).
4. U. Welp, K. Kadowaki, R. Kleiner // Nature Photonics, V. 7, 702 (2013).
5. P.A.A. Booi, S.P. Benz // Appl. Phys. Lett., V. 68, 3799 (1996).
6. A.V. Ustinov, B.A. Malomed, S. Sakai // Physical Review B, V. 57, 11691 (1998).
7. P. Barbara, A. B. Cawthorne, S. V. Shitov and C. J. Lobb // Phys. Rev. Lett., V. 82, 1963 (1999).
8. G. Filatrella, B. Straughn, P. Barbara // Journal of Appl. Phys., V. 90, 5675 (2001).
9. Е.В. Панкратова, А.Л. Панкратов, С.В. Шитов // Тр. XVII Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника", Т. 1, 55 (2013).

Поведение сверхпроводников, содержащих систему параллельных плоскостей двойникования, в магнитном поле

Е. К. Поплаухина

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
kttts@mail.ru

Рассмотрен сверхпроводник, содержащий систему бесконечного количества параллельных абсолютно непрозрачных плоскостей двойникования в параллельном им магнитном поле. Найдено поле переохлаждения нормального состояния плоскостей двойникования. Рассмотрено распределение параметра порядка в системе.

Двойникование – образование двух монокристаллических областей (двойников), кристаллические структуры которых связаны друг с другом операцией точечной симметрии. Плоскость двойникования представляет собой границу между двойниками, являясь одной из кристаллографических плоскостей.

Из экспериментальных данных известно, что наличие плоскостей двойникования в образце приводит к увеличению критической температуры системы. Появляется диапазон температур, в котором сверхпроводимость существует только в тонком слое близи плоскостей двойникования [1].

Для рассмотрения магнитных свойств системы использован функционал Гинзбурга-Ландау, учитывающий локальное увеличение критической температуры вблизи плоскости двойникования:

$F = F_{v} + F_{s},$

$$F_v = \int dv\{a_0\tau|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{4m}\left|(\nabla - \frac{2ie}{c}\vec{A})\psi\right|^2 + \frac{1}{8\pi}(\vec{B}-\vec{H})^2\},$$

$$F_s = \int dv\{-\gamma(|\psi_+|^2 + |\psi_-|^2) + \frac{2}{r}|\psi_+ - \psi_-|^2\}\delta(z \pm (2n+1)\frac{d}{2}),$$

$$\tau = \frac{T - T_c}{T_c} \qquad \frac{1}{r} = 0.$$

Ось z системы координат перпендикулярна плоскостям двойникования, расстояние между двумя соседними из которых есть d. Выбор калибровки:
$\mathbf{a} = \mathbf{x_0}*a(z)$; $\mathbf{b} = \mathbf{y_0}*h$.
Путём введения безразмерных переменных функционал может быть приведён к виду

$$F_v = \int dv\{t|\psi|^2 + \frac{1}{2}|\psi|^4 + \left|(i\nabla - \vec{a})\psi\right|^2 + \kappa(\vec{b}-\vec{h})^2\}.$$

Из вида F_s следуют граничные условия [2]

$$\frac{d\psi}{dz}(z = +\frac{d}{2}) = \psi(z = +\frac{d}{2}),$$
$$\frac{d\psi}{dz}(z = -\frac{d}{2}) = -\psi(z = -\frac{d}{2}).$$

Ввиду трансляционной симметрии задачи поиск решения ведётся на одном периоде:

$$z \in [-\frac{d}{2}; +\frac{d}{2}].$$

Задача состоит в нахождении величины внешнего магнитного поля, при котором нормальное состояние плоскостей двойникования становится абсолютно нестабильным. При возникновении сверхпроводящего состояния распределение магнитного поля считается однородным. Решение линеаризованного уравнения ищется в виде

$$\psi(z,x) = f_{z0}(z) * \exp(ihz_0x) + f_{-z0}(z) * \exp(-ihz_0x),$$

что даёт

$$-\frac{d^2 f_{z0}(z)}{dz^2} + h^2(z - z_0)^2 f_{z0}(z) = -t f_{z0}(z).$$

Решения данного уравнения:

$$f_1 = e^{-\frac{h}{2}(z-z_0)^2} * 1F1(\frac{1}{4}(1+\frac{t}{h}), \frac{1}{2}, h(z-z_0)^2),$$
$$f_2 = e^{-\frac{h}{2}(z-z_0)^2} * 1F1(\frac{1}{4}(3+\frac{t}{h}), \frac{3}{2}, h(z-z_0)^2) * \sqrt{2h} * (z-z_0),$$

где 1F1(z) – функция Куммера. При поиске $f_{z0}(z)$ в виде линейной комбинации f_1 и f_2 накладывается условие симметрии $f_{z0}(z)$ относительно смены знака z, следующее из симметрии исходной задачи. Полученные зависимости $f_{z0}(z)$ и $f_{-z0}(z)$ совпадают при $z_0=0$ и переходят друг в друга при замене знака z при $z_0 \neq 0$, напоминая решение задачи о плёнке толщины d в параллельном магнитном поле, отличающейся от данной нулевыми граничными условиями:

$$\frac{d\psi}{dz}(z = \pm\frac{d}{2}) = 0 \quad [3].$$

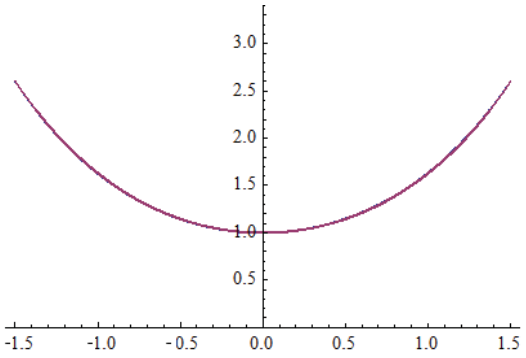


Рисунок 1. Ψ(z) для d = 3; t = 1.14; h = 0.16

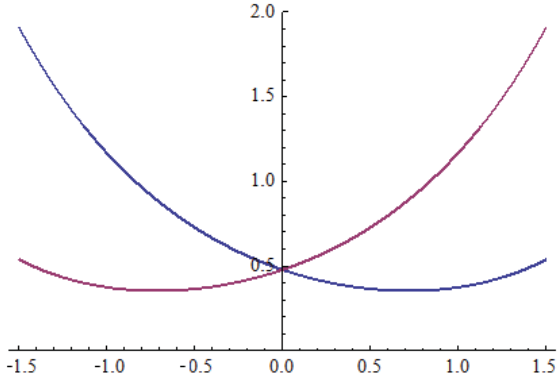


Рисунок 2. Ψ(z) для d = 3; t = 1.00; h = 0.41

Поиск решения в таком виде приводит к зависимости h(d, t, z_0), искомая функция h(d, t) получается максимизацией h(d, t, z_0) по z_0, эквивалентной максимизации t(d, h, z_0) по z_0.

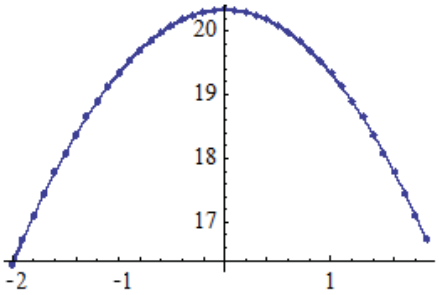


Рисунок 3. Зависимость t(z_0) для d = 0.1; h = 1

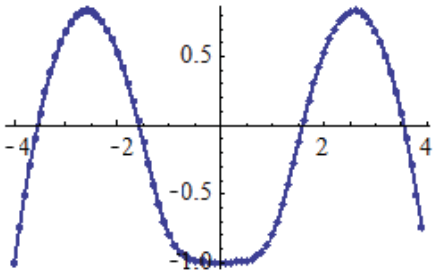


Рисунок 4. Зависимость t(z_0) для d = 6; h = 1

Ниже приведены графики искомого поля переохлаждения в зависимости от температуры для различных значений расстояния между соседними плоскостями.

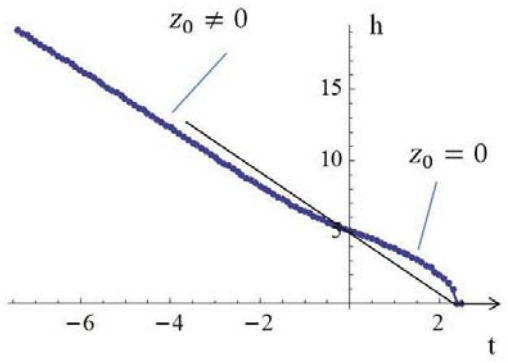


Рисунок 5. Вид зависимости поля переохлаждения нормального состояния плоскостей от температуры для d = 1. Чёрной линией обозначен приблизительный предполагаемый вид зависимости критического термодинамического поля [1], [4]

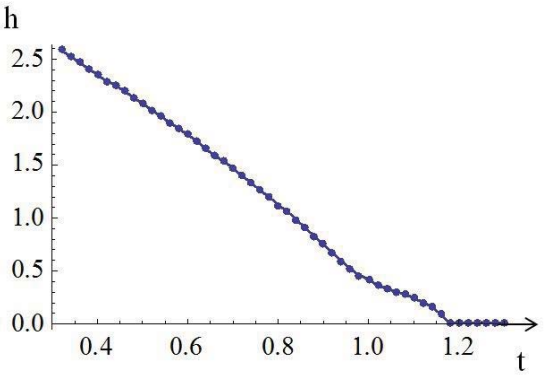


Рисунок 6. Вид зависимости поля переохлаждения нормального состояния плоскостей от температуры для d = 3

Литература

1. I.N. Khlyustikov and A.I. Buzdin // Adv. Phys. **36**, 271 (1987).
2. K.V. Samokhin // Zh. Eksp. Teor. Fiz. **105**, 1684 (1994).
3. H.J. Fink // Phys. Rev. 177, 732 (1969).
4. S.V. Mironov and A. Buzdin // Phys. Rev. B. 86, 064511 (2012).

Role of normal layer in ferromagnetic Josephson junctions

N. G. Pugach[1,2,*], D. M. Heim[3], M. Yu. Kupriyanov[1], E. G. Goldobin[4], D. Koelle[4], R. Kleiner[4]

1 Skobeltsyn Institute for Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 119991, Moscow.

2 Royal Holloway University of London, Egham, Surrey, TW20 0EX, United Kingdom.

3 Institut fur Quantenphysik and Center for Integrated Quantum Science and Technology (IQST), Universitat Ulm, D-89069 Ulm, Germany.

4 Physikalisches Institut and Center for Collective Quantum Phenomena in LISA+, Universitat Tubingen, D-72076 Tubingen, Germany.

*pugach@magn.ru

Using the Usadel equation approach, we have calculated the critical current density in ferromagnetic (F) Josephson junctions of different types containing insulating (I) and normal metal (N) layers in the weak link region. Even a thin additional N layer may change the boundary conditions at the SF or IF interface, where S is a superconducting electrode. We show that inserting an N layer may increase the critical current density Jc and shift the 0-π transition to larger or smaller values of the thickness dF of the ferromagnet, depending on the boundary parameters.

The coexistence and competition of ferromagnetic and superconducting ordering leads to a rich spectrum of unusual physical phenomena, intensively studied during the recent years [1,2]. One of the consequences is the so-called π Josephson junction with phase shift π in the ground state. One or two insulating (I) barriers may be introduced at the SF interfaces as well, in order to enlarge the product $J_c R_N$ in the π-phase. Here J_c is the critical current density of the junction and R_N is its normal resistance.

Nowadays, the development of magnetic memory cells for rapid single flux quantum (RSFQ) logics becomes more and more actual [3]. Only recently, a new type of magnetic memory element based on FJJs with a complex ferromagnet-superconductor-insulator weak link (SIsFS) was proposed [4,5]. These FJJs have a large $J_c R_N$ product in the π-phase, which is required for the stable work of such junctions in devices. The middle superconducting "s" layer is inserted in the weak link to recover the superconducting pairing and increase J_c. The thickness of this layer is of the order of the coherence length so that it may make a transition to the normal state at different conditions than the thick outer S electrodes. One of the aims of our calculation is to study the behavior of such SIsFS FJJs when their middle superconducting layer is in the normal state.

Introducing a normal metal (N) layer between the F layer and the S electrode into an FJJ is technologically necessary. Such an additional N layer was used in many FJJs. However, it was not taken into account by any theoretical explanation of these experiments. The Josephson junction we consider consists of two thick S electrodes enclosing a thin N and an F layer (Fig.1). The N layer has a thickness d_N, while the F layer has a thickness d_F. In our model, an additional N layer at the FS interface as well as insulating layers at the SN or FS interfaces can easily be considered.

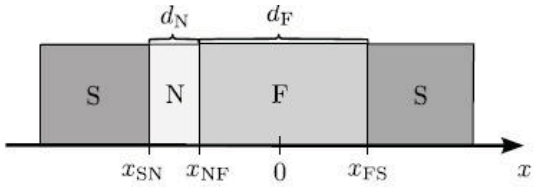


Fig 1. The sketch of one type of the considered junctions.

We calculate the critical current density J_c of these configurations by determining their Green's functions in the ``dirty'' limit. We determine the Green's functions with the help of the Usadel equations, which we use in theta parametrization. The Kupriyanov-Lukichev boundary conditions at all interfaces were used.

It was shown earlier [6-9] that insulating barriers decrease the critical current density and shift the 0-π transitions to smaller values of the ferromagnet thickness d_F. A thin N layer inserted between S and I layers does not significantly influence the Josephson effect. However, if the N layer is inserted between I and F layers, it can have a large effect on the $J_c(d_F)$ curve. If additionally the transport properties of the F and N layers differ significantly (γ_{NF} <<1), the presence of the N layer increases the amplitude of J_c and shifts the first 0-π transition to larger dF, see Figs. 2(b,c,d).

The oscillation period of $J_c(d_F)$ is still determined by the relation of the magnetic exchange energy H and the diffusion coefficient D_F in the dirty limit. If the

transport properties of the N layer are the same as those of the ferromagnet, the $J_c(d_F)$ pattern does not change. This means in particular, that the dead layer plays only a role if its properties differ from the ones of the ferromagnet, not only in terms of the absence of ferromagnetism, but also in terms of its resistance. The smaller the value of γ_{NF}, the larger is the change of the J_c amplitude and the shift of the 0-π transitions, see Figs.2 (f,g,h). The situation is completely different in the case of transparent SF interfaces without an I layer in between. In this case the additional thin normal layer with conductivity much larger than one of the ferromagnet (γ_{NF} <<1) does not play any role. In the same setup, an N layer with transport properties similar to the ones of the ferromagnet (γ_{NF} ~1) provides a decrease of the J_c amplitude and a shift of the 0-π transition to smaller d_F, see Fig.2(e). This happens because the Josephson phase drops partially across the N layer.

Even a thin additional N layer may change the boundary conditions at the IF boundary depending on the value of γ_{NF}. It effectively mitigates the effect of the insulating barrier on the decaying oscillations of the critical current density Jc (d_F). Even technological thin N layers, which almost do not suppress the superconducting correlation, have to be taken into account for the explanation of experimental results for FJJs. For example, the 0 and π states in FJJs proposed recently [10] for a cryogenic magnetic memory, should be determined very carefully.

References

1. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005).
2. A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. 76, 411 (2004).
3. E. Goldobin, H. Sickinger, M. Weides, et. al. Appl. Phys. Lett. 102, 242602 (2013).
4. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, et. al. Appl. Phys. Lett. 102, 192603 (2013).
5. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, et. al. Appl. Phys. Lett. 100, 222601 (2012).
6. A. S. Vasenko, A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, et. al. Phys. Rev. B 77, 134507 (2008).
7. A. Buzdin, JETP Lett. 78, 1073 (2003).
8. A. Buzdin, I.Baladie, Phys. Rev. B 67, 184519 2003.
9. M. Faure, A. I. Buzdin, A. A. Golubov, et. al. Phys. Rev. B 73, 064505 (2006).
10. Y. Wang, W. P. Pratt, and N. O. Birge, Phys. Rev. B 85, 214522 (2012).

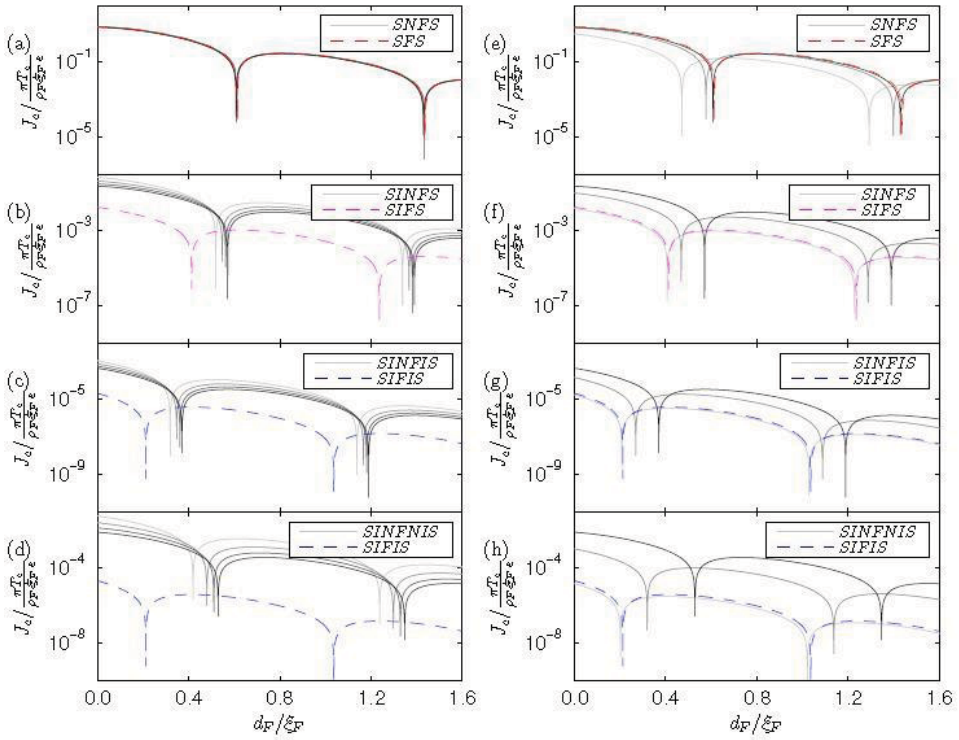


Fig 2. The critical current density Jc(dF) for different FJJs. Solid lines are for the structures with different thicknesses of N layer, the dashed lines are the solutions without the N layer. In Figs. (a-d) the solid lines are getting darker as dN becomes thicker. In Figs.2 (e-h) the solid lines are getting darker with decreasing the suppression boundary parameter γNF =1, 0.1, 0.01.

Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия монокристаллов $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_{8+\delta}$

А. Ю. Аладышкин[1,2,*], А. В. Путилов[1], С. И. Божко[3], А. Б. Кулаков[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Национальный исследовательский университет – Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, д.2, Черноголовка Московской обл., 142432.

*aladyshkin@ipmras.ru

Представлены первые результаты топографических и спектроскопических исследований монокристаллов $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_{8+\delta}$. Обсуждается вопрос о корреляции особенностей поверхности монокристаллов (периодической одномерной сверхструктуры) и локальных сверхпроводящих свойств (величины сверхпроводящей щели).

Подготовка образцов

Монокристаллы купратного сверхпроводника $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_{8+\delta}$ (BSCCO) были выращены в ИФТТ РАН self-flux-методом, описанным в работе [1], в Al_2O_3-тигле. Полученная друза кристаллов была расколота для получения мелких монокристаллических фрагментов, которые были закреплены на стандартном Mo-держателе электропроводящей эпоксидной смолой. Для получения атомарно-чистой поверхности наклеенные образцы слоистого монокристалла раскалывались в сверхвысоком вакууме (давление в момент скола и дальнейшего перемещения не хуже 10^{-9} мбар).

Методика измерений

Исследования электрофизических свойств полученных монокристаллов BSCCO были выполнены в ИФМ РАН на сверхвысоковакуумной низкотемпературной установке LT UHV SPM Omicron Multiprobe S/XA. В качестве зонда для сканирующей туннельной микроскопии (scanning tunneling microscopy, STM) были использованы иглы Pt/Ir. Все топографические STM-измерения $z=z(x,y)$ при заданном напряжении на игле (V=const) выполнены в условиях сверхвысокого вакуума (не хуже 2×10^{-10} мбар) в режиме удержания заданного туннельного тока (I_t=const). Все спектроскопические измерения $I_t=I_t(V)$ были выполнены в режиме заданной высоты с отключенной системой обратной связи. Для получения локального спектра дифференциальной проводимости $G=G(V)$ производилось усреднение отдельных вольт-амперных характеристик, измеренных в одной и той же точке, с последующим численным дифференцированием: $G=d\langle I_t\rangle/dV$.

Результаты

Результаты топографических исследований монокристаллов BSCCO при V=1.0 В (т.е. при напряжении, существенно превышающем величину сверхпроводящей щели) представлены на рис. 1.

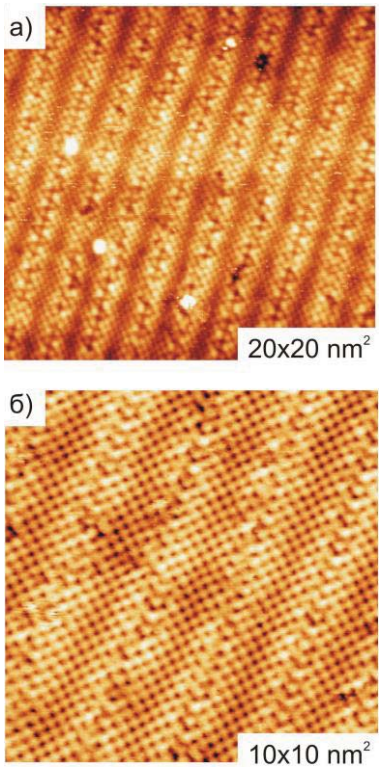


Рисунок 1. Изображения двух участков поверхности монокристалла BSCCO, полученные методом STM при $T\approx60$ K: (а) V=+1 В, I_t=60 пА, (б) V=+1 В, I_t=20 пА.

Легко видеть, что на поверхности свежесколотого кристалла формируется мелкомасштабная периодическая сверхструктура с периодом порядка 2.2 нм. Это находится в разумном согласии с известным периодом несоразмерной модуляции атомной структуры 2.6 нм для данного соединения вдоль оси b.

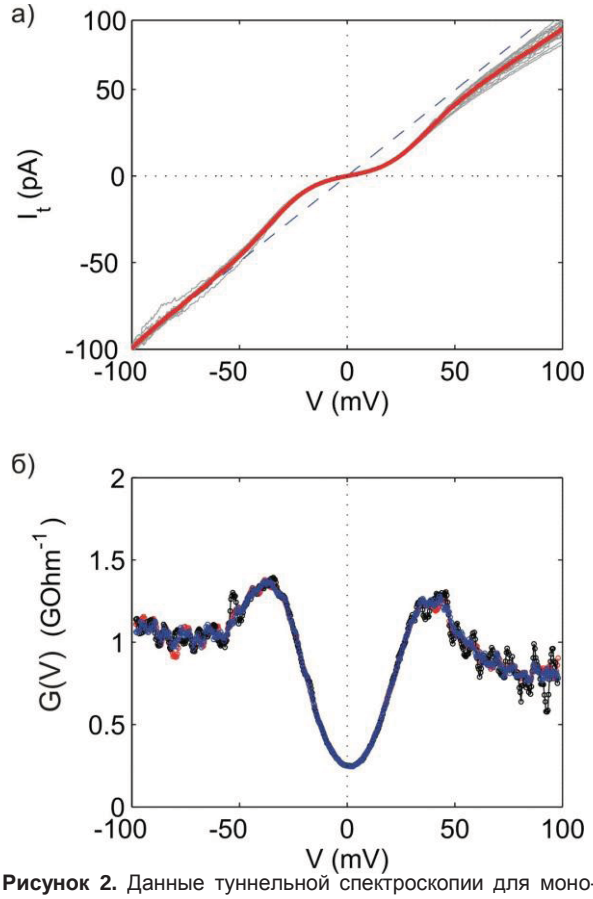


Рисунок 2. Данные туннельной спектроскопии для монокристалла BSCCO, указывающие на локальные сверхпроводящие свойства, туннельное сопротивление перехода $R_N \approx 10^9$ Ω, температура $T \approx 60$ K:

(а) серия измеренных вольт-амперных характеристик $I_t^{(n)}=I_t^{(n)}(V)$, n=1..20 (кривые серого цвета) и усредненная кривая $\langle I_t \rangle(V)$, полученная оценкой среднего арифметического для туннельного тока при заданном напряжении (кривая красного цвета); пунктирной линией показана зависимость $I_t=V/R_N$, наблюдающаяся при больших смещениях; (б) зависимость дифференциальной проводимости $G=d\langle I_t \rangle/dV$ от приложенного напряжения, полученная усреднением исходных кривых $I_t^{(n)}=I_t^{(n)}(V)$ и численным дифференцированием различными методами.

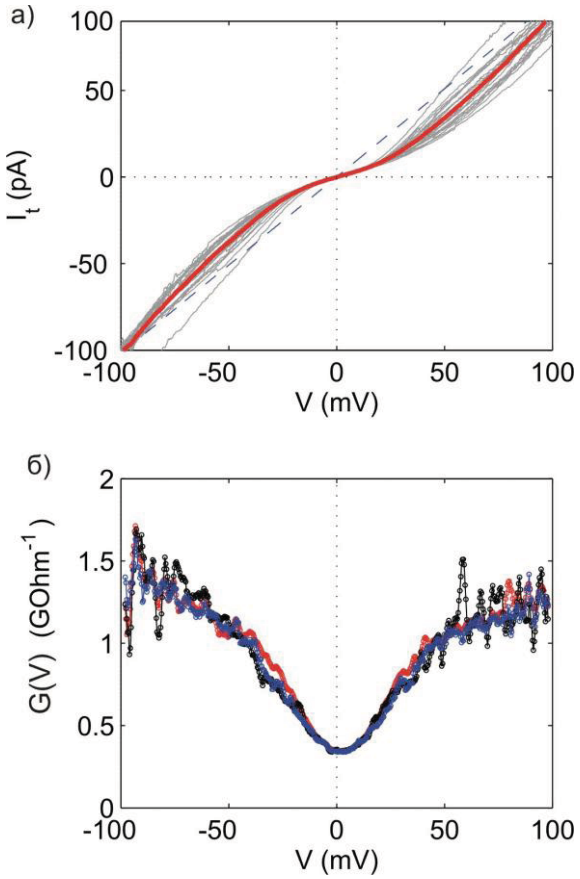


Рисунок 3. Данные туннельной спектроскопии для монокристалла BSCCO, указывающие на локальные полупроводниковые свойства, $R_N \approx 10^9$ Ω, $T \approx 60$ K.

Было обнаружено, что электронные свойства поверхности могут варьироваться на микроскопических масштабах, при этом в локальной проводимости образца может наблюдаться как сверхпроводящая, так и полупроводниковая щель (рис. 2 и 3) в зависимости от местоположения иглы при спектроскопических измерениях.

Работа поддержана проектами РФФИ 12-02-01009, 13-02-01011 и 13-02-97084 и программой РАН «Квантовая физика конденсированного состояния».

Литература

1. A.B. Kulakov, A.V. Kosenko, S.A. Zverkov, G.A. Emelchenko, I. Ponahlo // Supercond. Sci. Technol., V. 9, pp. 859-863 (1996).

Эффект асимметрии ступеней генерации длинных джозефсоновских контактов на основе ВТСП YBCO

Л. С. Ревин[1, 2, *], А. В. Чигинев[1, 2], А. Л. Панкратов[1, 2, §], Д. В. Мастеров[1], А. Е. Парафин[1], Г. А. Лучинин[1, 3], Е. А. Матрозова[2], Л. С. Кузьмин[2, 4]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Лаборатория криогенной наноэлектроники, Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е.Алексеева, Нижний Новгород.

3 Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород.

4 Технологический университет Чалмерса, Гетеборг, Швеция.

*rls@ipmras.ru, §alp@ipmras.ru

Проведены измерения различных характеристик образцов YBaCuO бикристаллических джозефсоновских контактов. Исследованы режимы генерации, возникающие в контакте в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Обнаружена асимметрия ступеней генерации на ВАХ, на основе численного решения уравнения синус-Гордона исследованы возможные причины данного явления. Наиболее вероятной причиной, приводящей к наблюдаемой асимметрии, является несимметричное распределение тока смещения вблизи бикристаллической границы, возникающее вследствие анизотропии кристаллов.

На протяжении многих лет высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) с сильной анизотропией были и остаются объектом интенсивных исследований. Асимметрии характеристик джозефсоновских контактов на основе ВТСП уделяется значительное внимание [1,2]. Исследование движения магнитных вихрей вдоль джозефсоновских контактов является актуальной темой для низкотемпературных сверхпроводников [3,4], в то время как для ВТСП она исследована слабо.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию особенностей режима генерации бегущих волн (ГБВ) в ВТСП-структурах, а также теоретическому анализу и обсуждению полученных результатов.

Экспериментальные результаты

Для экспериментального исследования получены образцы распределенных джозефсоновских контактов на основе YbaCuO-плёнок на бикристаллических фианитовых подложках. Образцы были изготовлены методом магнетронного напыления [5].

Проведены измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) образцов, получены зависимости величины критического тока от температуры, а также зависимости критического тока от внешнего поля.

Исследованы различные режимы генерации, возникающие в контакте в зависимости от величины внешнего магнитного поля [6], рисунок 1. Видно, что с увеличением тока соленоида величина вершины ступени (отмечена стрелками на рисунке) сдвигается в сторону большего напряжения, а сама ступень меняет наклон. Для величины $|I_{CL}| < 1$ мА (черная кривая) генерации почти нет, ступень слабо различима. Наименьшее дифференциальное сопротивление (наибольший наклон ступени, синяя кривая) наблюдается при $I_{CL} = 2.25$ мА, далее следует спад генерации при $|I_{CL}| > 3$ мА, оранжевая кривая.

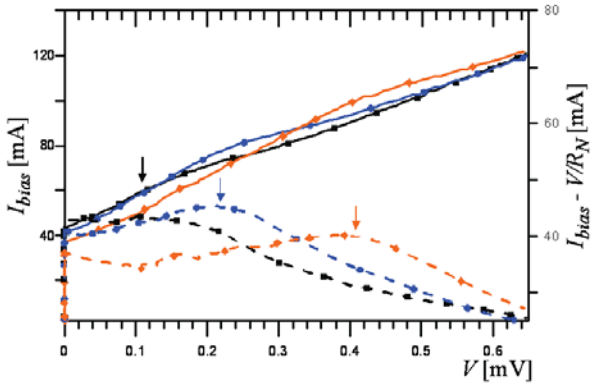


Рисунок 1. ВАХ для различной величины тока соленоида I_{CL}. Стрелками отмечены вершины ступеней генерации – резкое изменение (увеличение) дифференциального сопротивления и выход на нормальную ветку.

При этом знак магнитного поля (направление движения вихрей) влияет на устанавливаемый режим. На рисунке 2 показаны ВАХ для величины поля по модулю порядка 0.2 Гс (I_{CL} = 2.25 мА) и разного направления (разного знака тока соленоида). Видно, что для различного направления движения вихрей величина ступени различна и вершина ступени сдвинута по напряжению. Такая асимметрия ступеней генерации означает, что в зависимости от направления движения вихрей (справа налево или наоборот) устанавливаются различные режимы генерации с различной мощностью и шириной спектральной линии.

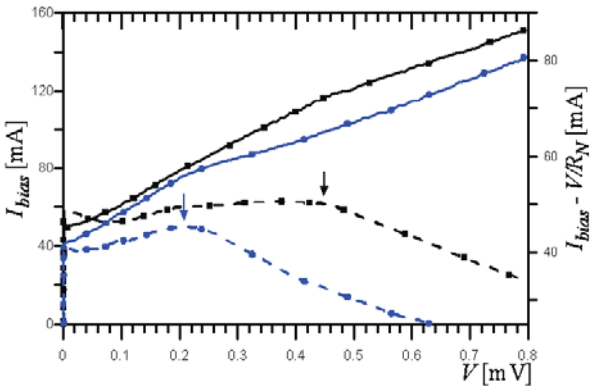


Рисунок 2. ВАХ для одинакового значения магнитного поля по модулю, но разного направления.

Теоретические результаты

На основе уравнения синус-Гордона проведено компьютерное моделирование режима ГБВ для длинных контактов с параметрами, близкими к экспериментальным.

Наиболее вероятной причиной асимметрии ступеней ГБВ является эффект асимметрии тока питания, протекающего через бикристаллическую границу, связанный с естественными особенностями роста сверхпроводящей пленки на бикристалле [7]. Мы промоделировали данный эффект и подобрали модельный профиль тока питания таким образом, что смоделированные ВАХ качественно совпали с измеренными, рисунок 3.

Выводы и обсуждение

Таким образом, были экспериментально исследованы образцы длинных джозефсоновских контактов на основе YBCO, получены ВАХ и зависимости критического тока как функции температуры и внешнего магнитного поля. Для поля порядка 0.2 Гс на ВАХ обнаружены асимметричные ступени генерации.

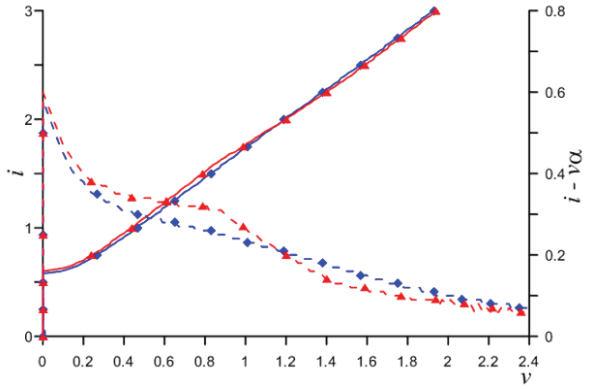


Рисунок 3. ВАХ для различного направления магнитного поля и неоднородности тока питания, полученные в результате моделирования.

Теоретический анализ и моделирование дают хорошее согласие с результатами экспериментов и свидетельствуют о правильности сделанных выводов относительно транспортных свойств контактов на основе высокотемпературных сверхпроводников и основной причины, приводящей к наблюдаемой асимметрии [6].

Работа выполнена при поддержке МОН (проекты 8401, 14.132.21.1431 и 11.G34.31.0029) и РФФИ (проект 12-08-01048).

Литература

1. D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, F.K. LeGoues // Phys. Rev. Lett., V. 61, 219 (1988).
2. R. Monaco, V.P. Koshelets, A. Mukhortova, and J. Mygind // Supercond. Sci. Technol., 26, 055021 (2013).
3. T. Nagatsuma, K. Enpuku, K. Sueoka, K. Yoshida and F. Irie // J. Appl. Phys., V. 58, 441 (1985).
4. V. P. Koshelets, A. Shchukin, I.L. Lapytskaya, and J. Mygind // Phys. Rev. B, V. 51, 6536 (1995).
5. Д. В. Мастеров, С. А. Павлов, А. Е. Парафин, Ю. Н. Дроздов // ЖТФ, т. 77, вып. 10, с. 109-113 (2007).
6. L. S. Revin, A. V. Chiginev, A. L. Pankratov, D. V. Masterov, A. E. Parafin, G. A. Luchinin, E. A. Matrozova, and L. S. Kuzmin // J. Appl. Phys., V. 114, 243903 (2013).
7. M. Yu. Kupriyanov, M. M. Khapaev, Y. Y. Divin and V. N. Gubankov // JETP Letters, V. 95 (6), 289 (2012).

Current-phase relation and Shapiro-like steps for Josephson triode

D. A. Savinov

Institute for Physics of Microstructures of the RAS, GSP-105, Nizhny Novgorod, 603950, Russia.

savinov@ipm.sci-nnov.ru

On the basis of Bogoliubov-de Gennes theory we have studied the transport properties of mesoscopic hybrid systems, consisting of several superconducting electrodes weakly coupled by a disordered normal region. Considering a simple model of applied dc+ac voltage, we have found out that the interaction between the superconducting order parameters in different terminals and the external irradiation reduces to modification of Shapiro-like steps in this mesoscopic hybrid structure. Our findings are based on the study of current-phase relation (CPR) for a three-terminal system. Starting from the transmission-matrix formalism, we do not restrict ourselves by the case of sinusoidal type of CPR and find the supercurrents for rather low temperatures when the higher harmonic terms in the CPR become sufficiently important.

We develop a theoretical analysis for a multiterminal setup which consists of a disordered normal region embedded between three superconducting electrodes. In the framework of Bogoliubov-de Gennes theory we study the transport properties of such hybrid system in a short-junction regime, i.e. we suppose that the typical size of the normal region L does not exceed the superconducting coherence length ξ, where $\xi = (\xi_0 l)^{1/2}$, $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta_0$, l is the elastic mean free path, v_F is the Fermi velocity and Δ_0 is the superconducting energy gap. We will focus a special attention to the short disordered-junction regime: $l << L << \xi$. Our goal is to calculate the quasi-particle spectra and the current-phase relation (CPR) within the transmission-matrix formalism, introduced earlier by Beenakker for the superconductor-normal metal-superconductor (*SNS*) Josephson junction in Ref. [1]. Such formalism differs from the quasi-classical models based on the Eilenberger equations [2] and the Usadel equations [3]. In this work we study the universal technique which can be applied for different types of system geometry and does not account of the peculiarities of the quasi-particle motion in the normal region. We have solved the Bogoliubov-de Gennes equations, using a scattering matrix in the normal area. The hybrid system, which is under consideration, is shown in Fig. 1. It consists of a disordered normal region (dark) between three superconducting wide banks S_1, S_2 and S_3. Following to Beenakker [1], we insert ideal (impurity-free) normal leads N_1, N_2 and N_3 to obtain a well-defined scattering problem. We consider the case when the disorder is localized entirely within the normal region. Starting from such transmission-matrix formalism in a short disordered junction regime ($l << L << \xi$), we found the subgap quasiparticle spectra and the CPR for a model case of a single-mode limit, which appears to be justified when the cross sections of each normal lead (N_1, N_2 and N_3) becomes of the order of λ_F^2, were λ_F is the Fermi wave length.

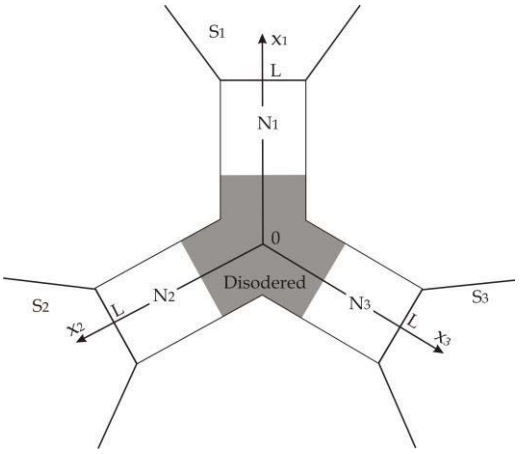


Fig. 1. Schematic view of a hybrid mesoscopic system, consisting of three superconducting banks (*S*1, *S*2 and *S*3) weakly coupled by a normal region. The normal region contains disordered area (dark) and normal leads *N*1, *N*2 and *N*3.

As a next step, we analyzed the multimode case for arbitrary cross sections of normal leads and found out an approximate expression for CPR for rather low temperatures when the second harmonic terms in the CPR become extremely important. Based on these results, we calculated the Shapiro-like steps in the direct current (dc) of a probe superconducting terminal which appear at discrete values of the voltage V of this terminal, while two other superconducting banks appear to be under the electric potentials $\pm U$, respectively, and the external microwave irradiation is applied. Finally, we revealed and analyzed three different types of

Shapiro-like steps in this Josephson system: integer, semi-integer steps and steps at combination frequencies. We also studied the special conditions when different dc steps appear to be intersected and analyzed the modification of the Shapiro-like steps in this case. We believe that our results concerning the unusual peculiarities of the current-voltage characteristics in such hybrid multiterminal structures, induced by an external microwave signal, are experimentally observable by modern measuring methods.

I am grateful to A. S. Mel'nikov for his invaluable help in improving this work. I also thank V. V. Kurin and M. A. Silaev for useful comments. This work was supported, in part, by the Russian Foundation for Basic Research (projects 12-02-31911 and 13-02-97084), by the Russian Academy of Sciences under the Program «Quantum physics of Condensed Matter», the Federal Program «Scientific and Educational Personnel of Innovative Russia in 2009-2013» and by the Dynasty Foundation.

References

1. C. W. J. Beenakker // Physical Review Letters, V. 67, 3836 (1991).
2. G. Eilenberger // Z. Phys., V. 214, 195 (1968).
3. W. Belzig, F. K. Wilhelm, C. Bruder, G. Schon, and A. D. Zaikin // Superlatt. Microstruct., V. 25, 1251 (1999).

Стимуляция джозефсоновского транспорта при рассеянии с переворотом спина в баллистических SFS-структурах

А. В. Самохвалов[1,*], Р. И. Шехтер[2], А. И. Буздин[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

2 Department of Physics, University of Gothenburg, Sweden.

3 Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux, LOMA, France.

*samokh@ipm.sci-nnov.ru

Изучен интерференционный механизм управления критическим током слабой SFS-связи с баллистическим типом проводимости при помощи магнитного зонда, который создает в ферромагнитном канале неоднородность (домен) с неколлинеарным распределением обменного поля.

Проводящие свойства мезоскопических проводников, как известно, существенно меняются при контакте со сверхпроводником (S) из-за эффекта близости. В баллистических («чистых») немагнитных металлах (N), где спиновая структура куперовской пары несущественна, сверхпроводящие корреляции сохраняются на масштабе порядка длины когерентности $\xi_n = \hbar V_F / T_c$, что обеспечивает, например, возможность бездиссипативного протекания тока через слабую связь SNS-типа с длиной $d \sim \xi_n$ [1]. В ферромагнитных (F) металлах с однородным обменным полем $\mathbf{h}$ эффект близости оказывается заметно подавленным из-за парамагнитного эффекта, и парные сверхпроводящие корреляции с нулевой суммарной проекцией спина ($S_z = 0$) затухают на существенно меньшем расстоянии $\xi_h = \hbar V_F / 2h \ll \xi_n$ от SF-границы [2]. Здесь V_F - скорость Ферми, T_c - характерная температура сверхпроводящего перехода, а h - величина обменного поля (как правило, $h \gg T_c$). В то же время появление в ферромагнетике неоднородности (домена) с неколлинеарным распределением обменного поля приводит к генерации триплетных сверхпроводящих корреляций с $S_z = \pm 1$, которые не разрушаются обменным полем и сохраняются на масштабе порядка ξ_n [3]. Это приводит к эффекту дальнодействия (распространение сверхпроводящих корреляций на аномально большие расстояния в FS-гибридах) и заметному увеличению критического тока в джозефсоновских SFS-структурах с толщиной F слоя $d \gg \xi_h$. Таким образом, оказывается возможно эффективно менять критический ток слабой связи, создавая в ферромагнитном канале локализованную неоднородность обменного поля $\mathbf{h}$, при взаимодействии с которой меняется спиновая структура куперовских пар.

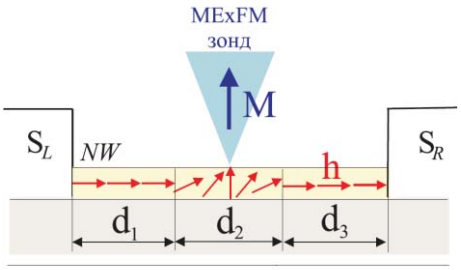


Рисунок 1. Эскиз гибридной структуры: ферромагнитный нанопровод (NW) в контакте со сверхпроводящими электродами ($S_{L,R}$). Магнитный зонд (MExFM) создает в NW 90-градусную доменную стенку d_2.

Рассмотрим джозефсоновский транспорт через баллистический нанопровод (NW) с эффективным обменным полем h и длиной $d = d_1 + d_2 + d_3$ ($\xi_h \ll d \ll \xi_n$). Будем считать, что магнитный зонд формирует в ферромагнитном канале локализованную неоднородность обменного поля вида:

$$\mathrm{h(z)} = \begin{cases} h\mathbf{z}_0, & z \in d_1, d_3 \\ h(\mathbf{z}_0 \cos\alpha + \mathbf{x}_0 \sin\alpha), & z \in d_2 \end{cases}, \qquad (1)$$

где α - угол поворота обменного поля в среднем домене d_2 (см. рис.1). В структурах с баллистическим типом проводимости обменное поле h создает фазовый сдвиг между электронной и дырочной частями волновой функции $\gamma \sim L/\xi_h = 2Lh/\hbar V_F$ вдоль квазиклассической траектории длиной L. Усреднение быстро осциллирующих вкладов $\sim \mathrm{e}^{i\gamma}$ от разных траекторий приводит к сильному интер-

ференционному затуханию сверхпроводящего параметра порядка в глубь ферромагнетика [2]. Фазовый сдвиг γ определяется синглетной частью f_S аномальной квазиклассической функции Грина $f = f_S + (\vec{f}_t \cdot \hat{\sigma})$, вычисленной на границе правого сверхпроводящего электрода S_R:

$$f_S(s_R) = \cos\gamma, \qquad (2)$$

где $\hat{\sigma}$ - вектор матриц Паули в спиновом пространстве [4]. Поведение функции f в ферромагнетике описывается линеаризованными уравнениями Эйленбергера для нулевой мацубаровской частоты:

$$-i\hbar V_F \partial_s f_s + 2(\vec{h}\cdot\vec{f}_t) = 0,\ -i\hbar V_F \partial_s \vec{f}_t + 2 f_t \vec{h} = 0 \quad (3)$$

с граничными условиями $f_s(s_L) = 1,\ \vec{f}_t(s_L) = 0$ на границе левого сверхпроводящего электрода S_L. Здесь s - координата вдоль квазиклассической траектории под углом θ к нормали SF-границы. Решая уравнения (3) для ступенчатого профиля обменного поля (1), получим:

$$\cos\gamma = \cos\delta_2 \cos(\delta_1 + \delta_3) - \cos\alpha \sin\delta_2 \sin(\delta_1 + \delta_3) - \sin^2\alpha \sin\delta_1 \sin\delta_3 (1 - \cos\delta_2), \qquad (4)$$

где $\delta_i = d_i / \xi_h \cos\theta (i = 1 \div 3)$. Усредняя выражение (4) по разным траекториям ($-\pi/2 \le \theta \le \pi/2$) и отбрасывая слагаемые ($\sim \xi_h / d \ll 1$), описывающие баллистический $3D$ SFS-переход с однородным обменным полем, получим следующее выражение для дальнодействующей составляющей первой гармоники джозефсоновского тока:

$$I = a_1 T_1 \sin\varphi, \quad T_1 = 2\int_0^{\pi/2} d\theta \sin\theta\cos\theta (\cos\gamma)^{LR}$$

$$(\cos\gamma)^{LR} = -\frac{1}{2}\sin^2\alpha (1 - \cos\delta_2)\cos 2\delta_z, \qquad (5)$$

где $\delta_z = z_0 / \xi_h \cos\theta$, $z_0 = (d_1 - d_3)/2$ - сдвиг среднего домена d_2 относительно середины слабой связи $z = d/2$, а коэффициент

$$a_1 = \frac{eT_c}{8\hbar} N \left(\frac{\Delta}{T_c}\right)^2$$

при температуре $T \approx T_c$ определяется числом поперечных мод N в переходе и зависящей от температуры величиной сверхпроводящей щели Δ.

На рис. 2 показана зависимость дальнодействующей компоненты критического тока $I_c = a_1 T_1$ от толщины d_2 90-градусного домена ($\alpha = \pi/2$) для нескольких значений смещения z_0. Амплитуда I_c немонотонно зависит от d_2 и достигает первого максимума при $d_2 \approx 2.5\xi_h$. Заметим, что величина I_c в максимуме заметно превышает величину I_{c0} - критический ток SFS-перехода с однородным обменным полем ($d_2 = 0$), что является проявлением эффекта дальнодействия. Интересно, что $I_c < 0$ при симметричном ($z_0 = 0$) расположении домена d_2, т.е. формируется π-контакт. Смещение домена d_2 относительно середины слабой связи сопровождается переходами контакта между 0- и π-состояниями (см. рис.3).

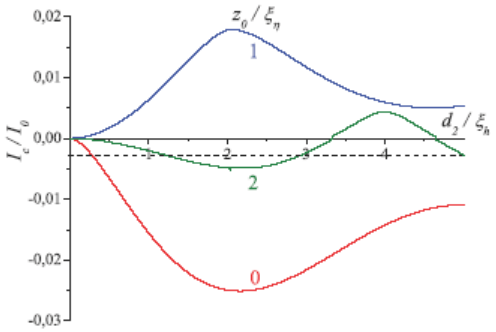


Рисунок 2. Зависимость критического тока I_c от толщины домена d_2 при $\alpha = \pi/2$. Цифры рядом с кривой показывают смещение домена z_0 в единицах ξ_h. Штриховой линией показано значение критического тока I_{c0} SFS-перехода с однородным обменным полем ($d = 20\xi_h$; $T = 0.9T_c$; $I_0 = 4eTN/\hbar$).

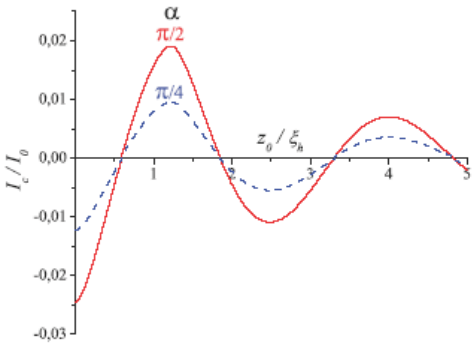


Рисунок 3. Зависимость критического тока I_c от смещения домена z_0: сплошная линия - $\alpha = \pi/2$; штриховая линия - $\alpha = \pi/4$ ($d = 20\xi_h$; $d_2 = 2.5\xi_h$; $T = 0.9T_c$; $I_0 = 4eTN/\hbar$).

Работа частично поддержана РФФИ (№13-02-97126), программой SIMTECH (#246937), программой РАН «Мезоскопические и неупорядоченные структуры».

Литература

A. Barone and G. Paterno, *Physics and Application of the Josephson Effect* (Wiley, New York) (1982)

A. I. Buzdin // Rev. Mod. Phys., V.77, 935 (2005).

F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov // Rev. Mod. Phys., V.77, 1321 (2005).

4. A. S. Melnikov, A. V. Samokhvalov, S. M. Kuznetsova, and A. I. Buzdin // Phys. Rev. Lett., V.109, 237006 (2012).

Мезоскопические флуктуации населенностей уровней джозефсоновского кубита в поле бигармонического импульса

М.В. Денисенко, А.М. Сатанин*

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950

*asarkady@mail.ru

Изучается поведение сверхпроводящего джозефсоновского кубита, возбуждаемого суперпозицией электромагнитных импульсов большой амплитуды. В этом случае адиабатическая динамика населенности кубита подобна движению электрона в поле примесей в квазиклассическом приближении. Показано, что относительная фаза импульсов ответственна за темп переходов Ландау-Зинера и, соответственно, за количество переходов между адиабатическими состояниями. Однако если за счет потерь в коаксиальных линиях на кубит будут поступать импульсы, длительность которых контролируется с точностью до периода поля, то это вызывает сильные флуктуации вероятности населенности верхнего уровня кубита. Изучено влияние длительности импульса и фазового шума на обнаруженные флуктуационные эффекты.

Введение

Как известно, при криогенных температурах в неупорядоченных металлах характерная длина сбоя фазы у электронов может легко достигать нескольких микрон и более, что ранее послужило стимулом для экспериментального изучения миниатюрных проводников. Кондактанс пленок и проволок демонстрирует мезоскопические флуктуации, которые определяются квантовой интерференцией электронных волновых функций [1]. Однако в мезоскопических системах обычно имеется большое количество рассеивателей, которые вносят вклад в электронный транспорт. В данной работе мы исследуем мезоскопические флуктуации населенности сверхпроводящего джозефсоновского кубита, который возбуждается суперпозицией электромагнитных импульсов большой амплитуды. В этом случае относительная фаза импульсов ответственна за темп переходов Ландау-Зинера и, соответственно, за количество актов рассеяния.

Модель и уравнения

Основные черты динамического поведения сверхпроводящего кубита описываются гамильтонианом

$$H(t) = -\frac{1}{2}\begin{pmatrix} \varepsilon(t) & \Delta \\ \Delta & -\varepsilon(t) \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где Δ – туннельное расщепление уровней, а $\varepsilon(t)$ – управляющая функция (в соответствии с [2-3]):

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 + A(\cos(\omega t + \theta) - \gamma\cos(2\omega t)), \quad (2)$$

где ε_0 – параметр, ответственный за статическое смещение уровней кубита; A и γA – амплитуды смешиваемых импульсов поля; θ – относительная фаза действующих импульсов.

В сильном переменном поле можно ввести адиабатические состояния $|\phi_\pm(t)>$, подчиняющиеся уравнению

$$H(t)\,|\phi_\pm(t)> = E_\pm(t)\,|\phi_\pm(t)>,$$

в которых кубит может находиться с энергиями $E_\pm(t) = \pm 0.5\sqrt{\varepsilon(t)^2 + \Delta^2}$. При сближении уровней $E_\pm(t)$ адиабатическое приближение нарушается и имеют место переходы Ландау–Зинера, темп которых контролируется видом поля.

Исследования вероятностей переходов под действием внешнего поля основываются на решении уравнения для матрицы плотности. Для джозефсоновских кубитов, реализуемых в виде плоских туннельных переходов, главным источником шума являются флуктуации магнитного потока, что позволяет рассматривать только поперечную релаксацию в системе [2]. В этом случае уравнение для оператора плотности кубита ρ в борн-марковском приближении можно записать в виде:

$$i\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial t} = \left[\hat{\rho}, \hat{H}(t)\right] + \Gamma(\hat{\sigma}_z\hat{\rho}\hat{\sigma}_z - \hat{\rho}), \qquad (3)$$

где скорость Γ характеризует процесс затухания фазы (дефазировка).

Основные результаты

При прохождении коаксиальных линий импульсы, подаваемые с генератора в форме (2), могут испытать потери и сдвиги фаз, что будет отражаться на времени их прихода на кубит. Для изучения влияния флуктуаций моментов прихода импульсов введем в (2) общую фазу сигнала φ:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 + A(\cos(\omega t + \theta + \varphi) - \gamma\cos(2\omega t + 2\varphi)). \quad (4)$$

Для нахождения вероятности перехода кубита между энергетическими состояниями будем считать, что в начальный момент времени кубит находился в состоянии, которое является собственным вектором гамильтониана (1) в отсутствие переменных составляющих поля A = 0 в выражении (2), т.е. был "приготовлен" на энергетическом уровне E_-. Протокол измерения, используемый в работах [2-3], позволяет различать вероятности нахождения кубита в состояниях с определенным значением сверхпроводящего тока, которое соответствует адиабатическому уровню кубита (возбужденному уровню при Δ = 0). Учитывая сказанное, мы будем интересоваться вероятностью перехода кубита на уровень с энергией $E_-=-\varepsilon_0/2$. Эволюция населенностей кубита определяется решением системы уравнений (3).

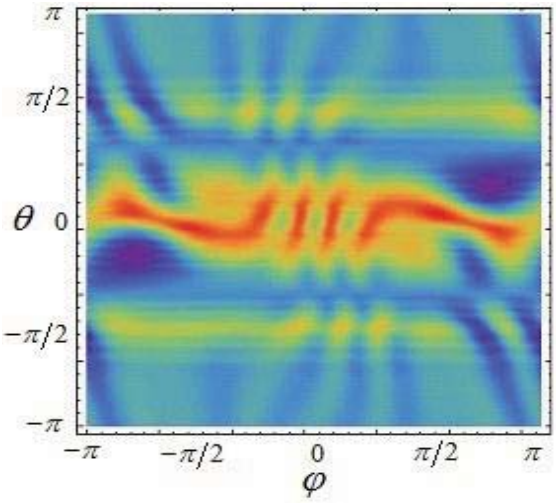


Рисунок 1. Усредненная по времени (тридцать периодов поля) вероятность населенностей верхнего уровня кубита от относительной фазы θ и общей фазы φ (ε_0 = -2 ГГц, A=15,2 ГГц, ω=Δ= 1ГГц, γ=0,5). Из рисунка видна аналогия интерференционной картины со спекл-структурами в оптических системах.

Из рисунка 1 видно, что населенность верхнего уровня кубита зависит от общей фазы сигнала, а дисперсия имеет резкий максимум при θ = 0 (см. рисунок 2), что свидетельствует о сильных мезоскопических флуктуациях в данной системе.

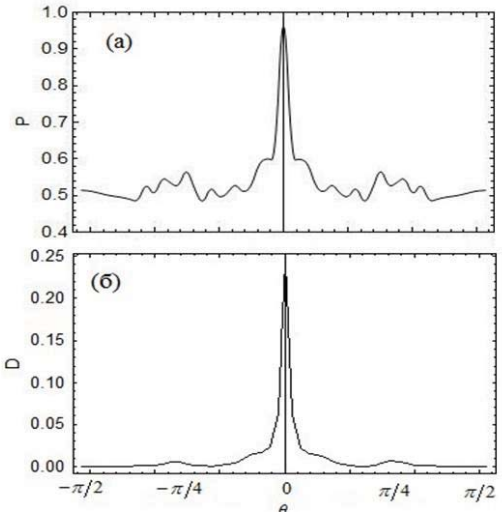


Рисунок 2. Вероятность населенностей верхнего уровня кубита от относительной фазы θ, усредненная по общей фазе. Параметры системы аналогичны тем, что представлены на рисунке 1.

Заключение

Проводя аналогию с теорией мезоскопических систем, можно заметить, что количество квазипересечений адиабатических уровней (число переходов) на периоде внешнего поля аналогично действию соответствующего числа рассеивателей на длине проволоки в мезоскопике. При фиксированной длительности импульса фаза θ ответственна за изменение конфигурации рассеивателей, а полное время действия сигнала τ ведет себя аналогично длине проволоки. В работе изучено также влияние длительности импульса и фазового шума на обнаруженные флуктуационные эффекты.

Литература

1. S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, 1995).
2. S. Gustavsson, *et al.*// Phys. Rev. Lett. 110, 016603 (2013).
3. D. M. Berns *et al*. // Nature. 455, 51(2008).

Терагерцевый сверхпроводниковый детектор с аттоджоулевым энергетическим разрешением и постоянной времени 25 пс

С. В. Селиверстов[1,*], М. И. Финкель[1], С. А. Рябчун[1], Б. М. Воронов[1], Н. С. Каурова[1], В. А. Селезнев[1], К. В. Смирнов[1,2,3], Ю. Б. Вахтомин[2], И. В. Пентин[2], Г. Н. Гольцман[1,3]

1 Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 119991.

2 ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», ул. Россолимо, 5/22-1, Москва, 433423.

3 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000.

*seliverstovsv@mail.ru

Представлены результаты измерения энергетического разрешения терагерцевого сверхпроводникового NbN-детектора на эффекте электронного разогрева, работающего при температуре около 10 К. Использование инновационной in situ технологии производства привело к существенному улучшению чувствительности детектора. Увеличение быстродействия детектора было достигнуто за счет реализации дополнительного диффузионного канала охлаждения электронной подсистемы. Измеренное значение эквивалентной мощности шума на частоте 2.5 ТГц составило 2.0×10^{-13} Вт•Гц$^{-0.5}$, постоянной времени – 25 пс. Соответствующее расчетное значение энергетического разрешения составило 2.5 аДж.

Введение

Терагерцевый (ТГц) диапазон электромагнитного излучения (0.1-30 ТГц) привлекает в последние годы все большее внимание учёных и инженеров многих ведущих лабораторий мира. Данный интерес связан с тем, что различные непроводящие материалы (бумага, одежда, картон, дерево, пластик, керамика) являются отчасти прозрачными для ТГц-излучения. Кроме этого, некоторые взрывчатые и наркотические вещества имеют характерные линии поглощения в ТГц-диапазоне, которые могут быть использованы для идентификации этих веществ. Отметим также, что ТГц-излучение является безвредным для человека и может быть использовано в активных сканирующих системах. Указанные особенности делают возможным применение ТГц-излучения в системах безопасности [1], медицинских приложениях [2], а также в таких передовых научных направлениях, как ближнеполевая спектроскопия ТГц-диапазона.

Однако использование ТГц-излучения в настоящее время сопряжено с рядом трудностей, связанных с тем, что существующие источники являются маломощными и обладают низкой стабильностью либо сложны в эксплуатации и чрезвычайно дорогостоящи. Это касается в первую очередь источников непрерывного ТГц-излучения. Поэтому одним из перспективных путей дальнейшего развития этой области является разработка эффективных методов генерации и детектирования импульсного ТГц-излучения. Практика показывает, что источники импульсного ТГц-излучения зачастую лишены указанных недостатков [4].

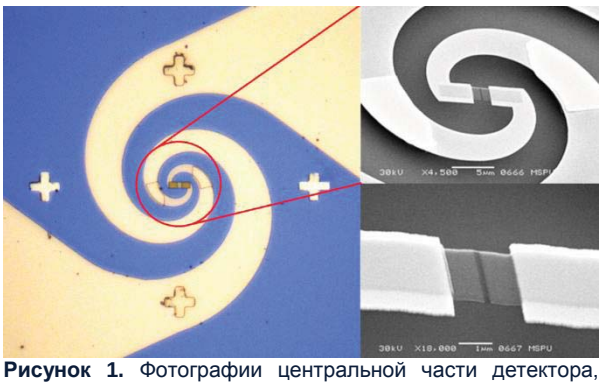


Рисунок 1. Фотографии центральной части детектора, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (справа) и оптического микроскопа (слева).

Работающие системы, основанные на использовании источников импульсного ТГц-излучения, должны быть оснащены чувствительными и быстродействующими детекторами, позволяющими воспроизводить импульсы без искажения их формы. В данной работе представлены результаты измерения эквивалентной мощности шума, постоянной времени и энергетического разрешения чувствительного и быстродействующего сверхпроводникового NbN-детектора ТГц-диапазона.

Описание детекторной системы

Детектор был изготовлен на основе структуры NbN (толщиной 3.5 нм) – Au (толщиной 15 нм), осажденной на кремниевую подложку по технологии *in situ* (без нарушения вакуума между нанесением слоев). Чувствительный элемент (область, с которой стравливался слой Au), размеры которого составляли 0.1×1 мкм^2, интегрировался с планарной логарифмический спиральной антенной. На рисунке 1 представлено изображение центральной части детектора.

На рисунке 2 представлен график зависимости сопротивления детектора от температуры. Величина зондирующего тока при измерениях не превышала 300 нА, что исключало возникновение эффекта саморазогрева детектора протекающим по нему током. На графике выражены три сверхпроводящих перехода: первый при температуре 9.2 К соответствует сверхпроводящему переходу чувствительного элемента; два других при 7.8 К и 7.0 К возникают вследствие эффекта близости между пленкой сверхпроводника NbN и слоями металла Au разной толщины. На рисунке 3 представлены вольт-амперные характеристики того же детектора, полученные при различных температурах.

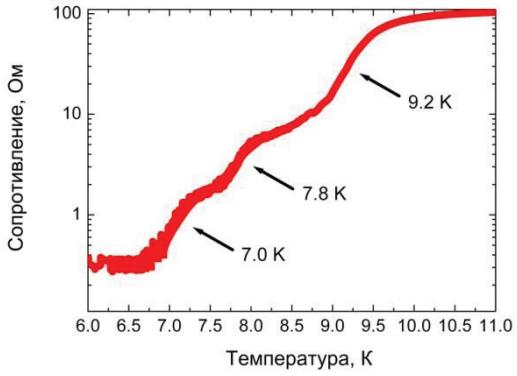


Рисунок 2. Зависимость сопротивления детектора от температуры.

Детектор монтировался на плоской поверхности гиперполусферической кремниевой линзы диаметром 12 мм. Держатель с линзой фиксировался на холодной плате оптического гелиевого криостата с входным окном из полиэтилена высокой плотности. Для фильтрации фонового излучения использовался ИК-фильтр Zitex-104, установленный на радиационном экране криостата. Сигнал усиливался малошумящим охлаждаемым усилителем, который был подключен к адаптеру смещения детектора. В качества источника излучения использовался газоразрядный лазер (2.5 ТГц). Напряжения сигнала и шума регистрировались с помощью селективного нановольтметра. Значение постоянной времени было получено при измерениях полосы промежуточных частот, проводимых при температуре сверхпроводящего перехода, и составило 25 пс.

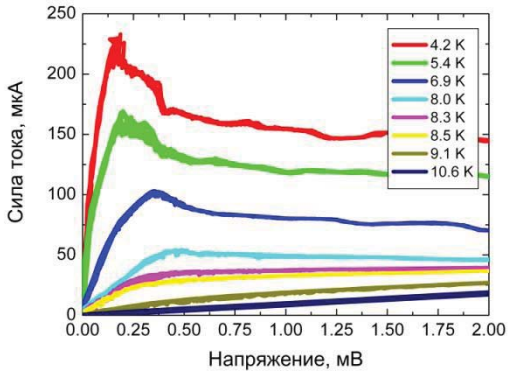


Рисунок 3. Вольт-амперные характеристики детектора при различных температурах.

Измеренное значение эквивалентной мощности шума на частоте излучения 2.5 ТГц составило 2.0×10^{-13} Вт·Гц$^{-0.5}$. С учетом постоянной времени расчетное значение энергетического разрешения детектора составило 2.5 аДж.

Заключение

В докладе представлен быстродействующий детектор с аттоджоулевым энергетическим разрешением, работающий при температуре около 10 К. Данный детектор может быть использован для решения актуальных в настоящее время практических задач, использующих импульсное ТГц-излучение. Работа детектора продемонстрирована на примере детектирования импульсов ТГц-излучения, генерируемых методом оптического выпрямления в периодически поляризованном кристалле $LiNbO_3$ [3], а также при изучении эффекта генерации разностной частоты в кристалле GaSe [4].

Литература

1. John F. Federici *et al.* // Semicond. Sci. Technol., V. 20, S266 (2005).
2. Ruth M. Woodward *et al.* // Phys. Med. Biol., V. 47, 3853 (2002).
3. A. N. Tuchak *et al.* // JETP Letters, V. 96, 2, pp. 94-97 (2012).
4. A. A. Angeluts *et al.* // Las. Phys. Lett., V. 11, 015004 (1)-015004 (4) (2014).

БиСКВИД с пи-контактом – новая ячейка обратимых сверхпроводниковых схем

И. И. Соловьев[1,2,*], Н. В. Кленов[3,2], А. Е. Щеголев[3], С. В. Бакурский[3,1], А. Л. Панкратов[4], Е. В. Ильичев[5], М. Ю. Куприянов[1]

1 НИИЯФ имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

2 НИИФП им. Ф. В. Лукина, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6.

3 Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1.

4 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

5 Institute of Photonic Technology, Jena, Germany.

*igor.soloviev@gmail.com

В работе предлагается новая базовая ячейка сверхпроводниковых схем для обратимых вычислений со сверхнизким энерговыделением. Адиабатическая динамика переключения ячейки обеспечивается за счет включения дополнительного джозефсоновского пи-контакта, обеспечивающего возникновение эквипотенциальных траекторий движения на профиле потенциальной энергии. Предлагаемая ячейка отличается большей компактностью, энергоэффективностью и простотой топологии по сравнению с аналогами.

Введение

Проблема энергопотребления суперЭВМ в последние годы стала фундаментальным препятствием на пути их дальнейшего совершенствования. Характерный уровень энергопотребления в стандартных КМОП-схемах в расчете на одну логическую операцию составляет порядка 5 фДж или $10^6\,kT$ (k – постоянная Больцмана, T – температура). В то же время термодинамический предел рассеяния энергии в ходе одной логической операции, известный как предел Ландауэра, составляет $kT\ln 2$. Этот термодинамический предел может быть достигнут и даже превзойден с использованием физически и логически обратимых схем.

Недавно экспериментально было продемонстрировано, что специально сконструированные обратимые сверхпроводниковые цифровые схемы могут работать с экстремально низким энерговыделением порядка и даже ниже предела Ландауэра [1]. Слабой стороной существующих схем являются большие размеры их базовых элементов и сложность их топологии. На решение этой проблемы направлена представляемая работа.

Базовые ячейки обратимых сверхпроводниковых схем

В цифровых RSFQ-схемах бит информации представлен в виде наличия/отсутствия кванта магнитного потока на периоде одного такта. В обратимых сверхпроводниковых схемах джозефсоновские переходы заменены на элементы, которые под внешним воздействием могут переходить из моностабильного в бистабильное состояние. Нахождение элемента в одном из минимумов потенциальной энергии в бистабильном состоянии соответствует различной направленности (или локализации в пространстве) магнитного потока. Связность информационного домена обеспечивается магнитной связью элементов друг с другом. Информация передается путем распространения тактирующих одноквантовых импульсов, последовательно переводящих базовые элементы в бистабильное состояние, вырождение которого снимается за счет упомянутой связи. При этом информационный домен оказывается автоматически синхронизован.

Для качественного анализа функционирования базовых элементов обратимых схем удобно исследовать вид их потенциальной энергии. Потенциальная энергия СКВИДа (простейшего бистабильного элемента) в координатах суммарной и разностной джозефсоновской фазы имеет вид:

$$\frac{U(\varphi_+,\varphi_-)}{\Phi_0 I_C/2\pi}=\frac{1}{l}\left[(\varphi_+-\varphi_{cl})^2+(\varphi_--\varphi_e)^2\right]-$$

$$-2\cos\varphi_+\cos\varphi_-, \qquad (1)$$

где $\varphi_{+,-}=\varphi_1\pm\varphi_2$, $\varphi_{1,2}$ – джозефсоновские фазы первого и второго контакта, φ_{cl} – «ведущая» фаза, возрастающая от 0 до 2π при прохождении такти-

рующего одноквантового импульса через СКВИД, φ_e – «внешняя» фаза, возникающая за счет магнитной связи с соседними СКВИДами, Φ_0 – квант магнитного потока, I_C – критический ток джозефсоновских переходов, $l = \pi I_C L/\Phi_0$, L – индуктивность СКВИДа. В координатах $(\varphi_+, \varphi_-, U)$ первое «индуктивное» слагаемое в правой части выражения (1), соответствующее энергии магнитного поля, запасенной в индуктивности, представляет собой эллиптический параболоид вращения с вершиной в точке $\varphi = \varphi_{cl}$, φ_e и фокальным параметром $l/2$. Второе «джозефсоновское» слагаемое – ограниченный по амплитуде рельеф, определяемый энергией, запасенной в джозефсоновских переходах (рисунок 1*а*). Передача информации соответствует отклонению разностной фазы φ_- от нулевого значения в положительную или отрицательную область при прохождении кванта потока через СКВИД ($\varphi_+ = 0 \to 2\pi$). Для обеспечения корректности и обратимости вычислений необходимо, чтобы в несмещенном состоянии ($\varphi_{cl} = \varphi_e = 0$) минимум энергии $U(\varphi_+, \varphi_-)_{\min}$ соответствовал нулевому отклонению разностной фазы, в процессе возрастания ведущей фазы ($\varphi_{cl} = 0 \to 2\pi$) профиль потенциала (1) всегда обладал единственным минимумом и динамика процесса была адиабатической.

Для выполнения этих требований схема СКВИДа модифицируется таким образом (например, nSQUID – СКВИД с отрицательной взаимной индуктивностью [1] или AQFP – адиабатический квантовый параметрон [2]), чтобы изменение индуктивного слагаемого (1) соответствовало сжатию параболоида по оси φ_+ с одновременным растяжением по оси φ_-. Сжатие – уменьшение фокального параметра параболы в сечении $\varphi_+ U$ – увеличивает связь текущей координаты минимума потенциала с вершиной параболы φ_{cl} (отличающейся от φ_{cl} за счет джозефсоновского слагаемого), что обеспечивает лучший контроль динамики переключения схемы посредством контроля ведущей фазы. Растяжение, напротив, обеспечивает меньшую связь координаты этого минимума с φ_e, что на практике приводит к большему отклонению φ_- от нуля при возрастании φ_{cl}, поскольку минимум джозефсоновского «рельефа» при $\varphi_+ = \pi$ соответствует $\varphi_- = \pm\pi$, что обычно заметно превышает φ_e. Большие значения $|\varphi_-|$ обеспечивают меньший уровень ошибок и уменьшают требования к взаимной индуктивности связи соседних элементов.

К сожалению, модификации СКВИДа, связанные с изменением его индуктивности, приводят к значительному усложнению топологии и увеличению размеров схемы. Для решения этой проблемы мы предлагаем модификацию СКВИДа, соответствующую изменению не индуктивного, а джозефсоновского слагаемого в (1). *Использование схемы биСКВИДа* [3] *с заменой его дополнительного контакта на пи-контакт* (например, SIsFS [4]) обеспечивает добавление дополнительного слагаемого $-i_{C3}\cos(2\varphi_-)$ (i_{C3} – критический ток дополнительного перехода биСКВИДа) в «джозефсоновскую часть» выражения (1), изменяющее эту часть, как показано на рисунке 1*б*, что приводит к возникновению оптимальных эквипотенциальных траекторий переключения схемы. Наши вычисления показывают заметное увеличение энергоэффективности и уменьшение минимально допустимого значения внешней фазы φ_e при переключении (снижение требований к дизайну) по сравнению с аналогами, что наряду с простотой и компактностью конструкции делает предлагаемую ячейку привлекательной для экспериментальной реализации.

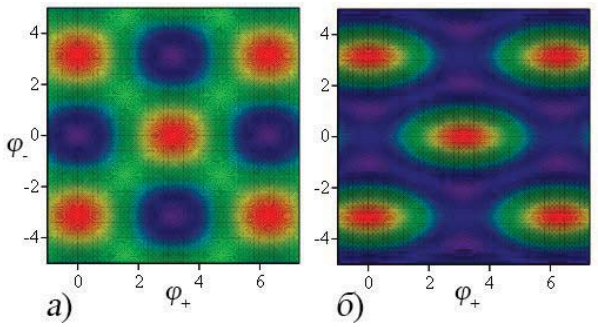


Рисунок 1. Вид джозефсоновского слагаемого профиля потенциала СКВИДа (1) (*а*) и биСКВИДа с пи-контактом (i_{C3} = -1) (*б*).

Работа проводилась при поддержке Минобрнауки РФ, Фонда «Династия», гранта Президента РФ № МК-1841.2014.2 и грантов РФФИ 14-02-31002-мол-а, 14-02-90018-бел-а.

Литература

1. J. Ren, V.K. Semenov // IEEE Trans. Appl. Supercond., V.21(3), 780 (2011).
2. N. Takeuchi, D. Ozawa, Y. Yamanashi et al.// Supercond. Sci. Technol., V.26, 035010 (2013).
3. V.K. Kornev, I.I. Soloviev, N.V. Klenov et al. // Supercond. Sci. Technol., V.22(11), 114011 (2009).
4. S.V. Bakurskiy, N.V. Klenov, I.I. Soloviev // Phys. Rev. B, V.88, 144519 (2013).

Оптимизация схемы баллистического детектора

И. И. Соловьев[1, 6, *], Н. В. Кленов[2, 6], А. Л. Панкратов[3, 6, §], Е. В. Ильичев[4, 6], Л. С. Кузьмин[5, 6]

1 НИИЯФ имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

2 Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1.

3 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

4 Institute of Photonic Technology, Jena, Germany.

5 Chalmers University of Technology, Sweden.

6 Лаборатория криогенной наноэлектроники, НГТУ, Нижний Новгород.

*igor.soloviev@gmail.com, §alp@ipmras.ru

В работе представлено исследование баллистического детектора в присутствии тепловых флуктуаций. Показана важность учета релятивистского аспекта как при расчете динамики взаимодействия флаксона с токовой неоднородностью, так и при анализе влияния флуктуаций на эту динамику. На основе рассчитанного отклика детектора и стандартного отклонения его величины для различных значений таких параметров, как длина линий, ток питания и демпфирование, проведена оптимизация схемы по величине отношения сигнала к шуму.

Введение

Для измерений квантовых состояний искусственного джозефсоновского атома (твердотельного кубита) некоторое время назад был предложен и экспериментально исследован баллистический детектор [1, 2]. Схема детектора схожа с оптическим интерферометром, одно плечо которого слабо взаимодействует с квантовой системой. В данном случае «плечами» являются две джозефсоновские передающие линии (ДПЛ), по каждой из которых распространяется флаксон. Взаимодействие с квантовой системой приводит к ускорению или замедлению флаксона в одной из ДПЛ. Таким образом, информация о состоянии квантовой системы переводится во временную задержку между выходами флаксонов из ДПЛ детектора, которая затем считывается.

Одним из основных вопросов конструкции детектора является оптимизация взаимодействия квантовой системы с флаксоном. Наше теоретическое исследование нелинейной динамики взаимодействия флаксона с токовой неоднородностью, создаваемой магнитным полем, наводимым в ДПЛ квантовой системой, показало важность учета релятивистского аспекта динамики флаксона и позволило оптимизировать параметры детектора по величине отношения сигнала к шуму.

Моделирование работы детектора

Мы рассматривали непрерывную ДПЛ в рамках уравнения синус-Гордона:

$$\varphi_{tt} - \varphi_{xx} + \sin(\varphi) = i + i_F(x,t) + i_\mu(x) - \alpha\varphi_t, \qquad (\text{ф}1)$$

где φ – джозефсоновская фаза, индексы t и x означают дифференцирование по времени и координате. Координата и время нормированы на джозефсоновскую глубину проникновения λ_J и обратную плазменную частоту ω_p^{-1}, соответственно, $\alpha = \omega_p/\omega_c$ – демпфирование, $\omega_p = \sqrt{2eI_C/\hbar C}$, $\omega_c = 2eI_CR_N/\hbar$, I_C – критический ток, C – емкость, R_N – нормальное сопротивление ДПЛ, i – ток питания, нормированный на плотность критического тока J_C, $i_F(x,t)$ – флуктуационная плотность тока, зависящая от времени и координаты (шум дельта-коррелированный с безразмерной плотностью $\gamma = 2ekT/(\hbar J_C\lambda_J)$, e – заряд электрона, k – константа Больцмана, $\hbar$ – постоянная Планка, T – температура).

В рассматриваемой схеме детектора квантовая система магнитным образом связана со сверхпроводящим кольцом, часть которого гальванически связана с одной из ДПЛ детектора. Магнитный поток, соответствующий определенному состоянию квантовой системы, возбуждает круговой ток в сверхпроводящем кольце, который, в свою очередь, создает токовый диполь – неоднородность тока питания $i_\mu(x)$ – в ДПЛ с максимумами на границе соединения ДПЛ с кольцом.

В проведенных расчетах мы зафиксировали амплитуду и ширину токового диполя и поместили его в центр одной из ДПЛ детектора, после чего рассчи-

тали взаимную задержку флаксонов на выходе детектора с учетом флуктуаций, ее стандартное отклонение – джиттер (усредняя данные 10000 реализаций) и их отношение – отношение сигнала к шуму – для различной длины, тока питания и демпфирования обеих ДПЛ (см. рисунок 1). Стартовая скорость флаксонов равнялась нулю.

Вследствие релятивистской зависимости эффективной массы флаксона от скорости замедление флаксона в области диполя с пониженной плотностью тока питания оказывается более эффективным, чем обратное ускорение в области с повышенной плотностью тока питания. Ввиду этого взаимодействие с диполем «отрицательной» полярности (см. подпись к рисунку 1) приводит к большей задержке, чем взаимодействие с диполем «положительной» полярности (см. рисунок 1a,b). Уменьшение тока питания i приводит к увеличению влияния токовой неоднородности $i_\mu(x)$, см. рисунок 1b. Поскольку, стартуя с нулевой начальной скоростью, флаксон разгоняется, стремясь выйти на стационарную скорость движения, определяемую током питания и демпфированием ДПЛ, увеличение длины ДПЛ с соответствующим смещением области токовой неоднородности от начала ДПЛ приводит к уменьшению отклика, см. рисунок 1a. Увеличение демпфирования приводит к уменьшению скорости флаксонов и соответствующему увеличению абсолютного значения задержки (вставка рисунка 1b).

Зависимости джиттера от рассматриваемых параметров хорошо соответствуют результатам, полученным в работах [3, 4]. Увеличение тока питания и/или уменьшение демпфирования приводит к увеличению стационарной скорости движения флаксонов в ДПЛ, сопровождающемуся увеличением эффективной массы флаксонов, что приводит к уменьшению влияния флуктуаций на их динамику (см. рисунок 1d). С увеличением длины ДПЛ суммарный джиттер увеличивается (рисунок 1c). Минимум на верхней кривой рисунка 1c соответствует увеличению скорости флаксона перед вхождением в область с пониженной плотностью тока питания, что приводит к увеличению минимальной скорости его движения.

Как следует из рисунков 1d,e, отношение сигнала к шуму в основном определяется откликом и однозначно ухудшается с увеличением демпфирования.

Работа проводилась при поддержке фонда «Династия», гранта Президента РФ № МК-1841.2014.2 и гранта РФФИ 14-02-31002-мол-а.

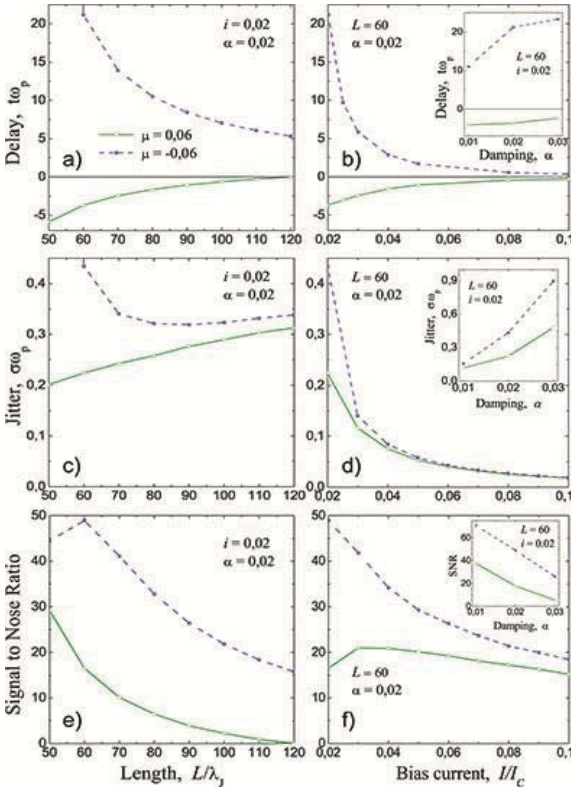


Рисунок 1. Взаимная задержка флаксонов в детекторе от длины ДПЛ (a), тока питания (b) и демпфирования (вставка на (b)), стандартное отклонение этой задержки (джиттер) от тех же параметров (c), (d), их отношение – отношение сигнала к шуму – для тех же параметров (e), (f). Параметры схемы (L – длина ДПЛ, μ – амплитуда токового диполя) показаны на рисунке. Кривые для случая взаимодействия флаксона с токовым диполем «положительной» полярности (область с повышенной плотностью тока питания предшествует области с пониженной плотностью по ходу распространения флаксона) показаны сплошными линиями, кривые для случая взаимодействия с диполем «отрицательной» полярности (обратный порядок расположения соответствующих областей) показаны штриховой линией. Ширина токового диполя $w_d = 20$, интенсивность шума $\gamma = 10^{-5}$.

Литература

1. D.V. Averin, K. Rabenstein, V.K. Semenov // Physical Review B, V. 73, 094504 (2006).
2. A. Fedorov, A. Shnirman, G. Schon et al. // Physical Review B, V. 75, 224504 (2007).
3. A.L. Pankratov, A.V. Gordeeva, L.S. Kuzmin // Physical Review Letters, V. 109, 087003 (2012).
4. I.I. Soloviev, N.V. Klenov, A.L. Pankratov et al. // Physical Review E, V. 87, 060901(R) (2013).

ЭПР-исследование распределения намагниченности кристаллов ВТСП выше критической температуры

Ю. И. Таланов[1,*], Л. Ф. Салахутдинов[1], В. О. Сахин[1], T. Adachi[2], T. Noji[2], Y. Koike[2]

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Department of Applied Physics, Tohoku University, 6-6-05 Aoba, Sendai, 980-8579, Japan.

*talanov@kfti.knc.ru

Экспериментально обнаружено неоднородное распределение магнитного поля на поверхности ВТСП-монокристаллов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_8$ в области температур выше перехода в сверхпроводящее состояние. Максимальный эффект наблюдается в образцах, сильно недодопированных носителями тока. Анализ зависимости величины локального поля от расстояния между зондом и образцом позволил сделать оценку пространственного масштаба неоднородности магнитного поля.

Введение

Исследованию и анализу намагниченности ВТСП-материалов в области температур выше перехода в сверхпроводящее состояние T_c в последнее время уделяется много внимания [1-5]. Это связано с тем, что сверхпроводящие корреляции, которые приводят к появлению диамагнетизма при $T > T_c$, рассматриваются как продолжение сверхпроводящего состояния и дают надежду на существенное повышение критической температуры. Однако механизм этих корреляций к настоящему времени еще не выяснен окончательно. В периодической литературе ведется спор о том, какого типа образования создают диамагнитный момент ВТСП-образцов в этой области температур – то ли это сверхпроводящие вкрапления в объеме нормальной фазы [1], то ли гауссовы флуктуации сверхпроводящего параметра порядка [5,6] или флуктуации фазы вихревого типа [2,4].

Картина может проясниться, если определить размеры магнитных возбуждений. В своей работе мы сосредоточили усилия на обнаружении магнитных неоднородностей в кристаллах $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_8$ и $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и оценке их размеров.

Метод и объекты исследования

Для обнаружения неоднородностей магнитного поля вблизи исследуемого объекта мы используем метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) зондирующего слоя, нанесенного на поверхность образца, так называемый «метод ЭПР-декорирования». ЭПР является эффективным инструментом для изучения локальных искажений магнитного поля. Его разрешающая способность обратно пропорциональна ширине сигнала. Поэтому использование в качестве локальных зондов парамагнитных ионов, внедренных в кристаллическую решетку исследуемого материала, существенно ограничено из-за большой исходной ширины их сигнала. Для достижения высокой разрешающей способности мы используем слой парамагнитного вещества с узким сигналом ЭПР, который наносится на поверхность образца с помощью вакуумного напыления. В качестве "чувствительного элемента" (т.е. парамагнитного зонда) используется органический радикал дифенил-пикрилгидразил. Он обладает узким сигналом ЭПР 1.3 Э и g-фактором 2.0036.

Еще больше повысить разрешающую способность метода удается при помощи реперного сигнала ЭПР от металлического лития. Его положение по полю определяется с высокой точностью, так как g-фактор лития известен с точностью до пятого знака (2.00226). К тому же он обладает рекордно узким сигналом (<0.1 Э). Применение этого репера позволяет определять абсолютную величину резонансного поля и, соответственно, величину локального поля с ошибкой менее 0.1 Э. Метка располагалась на значительном удалении от исследуемого образца (~3 мм) и поэтому не подвергалась воздействию полей, создаваемых исследуемым объектом.

В работе исследованы монокристаллы ВТСП соединений $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_8$ и $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Кон-

центрация носителей тока варьировалась в широком интервале (от недодопированных до передопированных носителями тока образцов) путем изменения уровня допирования примесями.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Изменение параметров спектра ЭПР зондирующего слоя, нанесенного на поверхность сильно недодопированного кристалла $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_8$ (x=0.3, T_c=37 K) показано на рис.1. Пленка ДФПГ наносилась как непосредственно на поверхность образца, так и через промежуточный слой парафина, толщина h которого менялась от 0 до ~60 мкм. Изменение параметров сигнала ЭПР с увеличением расстояния между зондом и образцом позволяет сделать оценку пространственного масштаба неоднородности магнитного поля, создаваемого образцом.

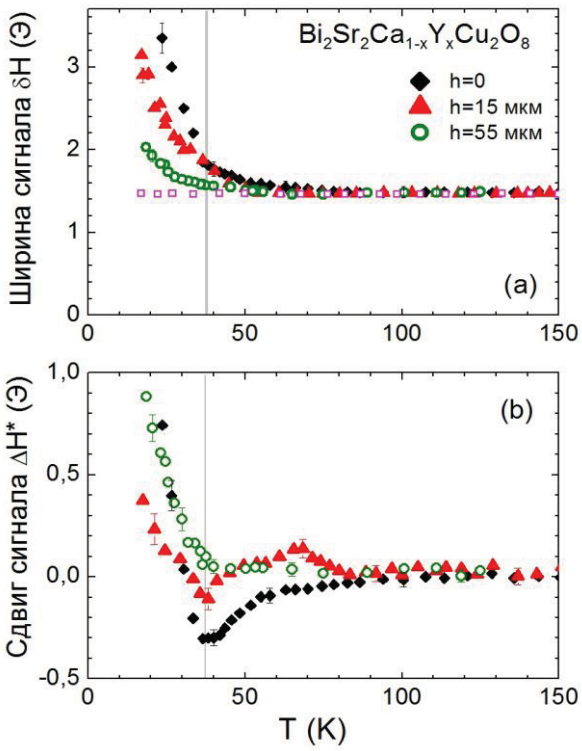


Рисунок 1. (a) Температурная зависимость ширины сигнала ЭПР зонда при разной толщине промежуточного слоя h, нанесенного на кристалл $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu2O_8$ с x=0.3 и T_c=37 K. Квадратами показаны точки для слоя ДФПГ на кварцевой подложке. (b) Температурная зависимость сдвига сигнала для разных расстояний между зондом и поверхностью образца.

Были проведены контрольные измерения на слое ДФПГ, нанесенном на инертную в магнитном отношении кварцевую подложку. В этом случае в спектре ЭПР аномалий не обнаружено: ширина оставалась неизменной на всем интервале температур измерения, а сдвиг равнялся величине размагничивающего поля парамагнитной пленки.

В результате анализа зависимостей сдвига и уширения сигнала ЭПР от температуры и расстояния между зондом и образцом обнаружилось, что в интервале температур от T_c до T_{on} образцы намагничены неоднородно (T_{on} – температура появления сдвига и/или уширения сигнала при понижении температуры). Разница между T_{on} и T_c увеличивается с уменьшением концентрации носителей тока. Для сильно недодопированных образцов она достигает 20÷40 K. При $T_c<T<T_{on}$ на поверхности исследованных образцов обнаружены участки с парамагнитной и диамагнитной намагниченностью, которые, по-видимому, образуются в результате электронного фазового расслоения на области с повышенной (диамагнитные) и пониженной (парамагнитные) концентрацией носителей тока. Пространственный масштаб расслоения составляет десятки микрон при температуре T_{on}. Размеры диамагнитных областей увеличиваются с уменьшением температуры, и вблизи T_c они составляют сотни микрон. Наши оценки величины намагниченности и размеров диамагнитных областей согласуются с наблюдениями, выполненными с помощью SQUID-магнитометра с датчиком микронных размеров [7].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 13-02-97036.

Литература

1. A. Lascialfari, A. Rigamonti, L. Romano *et al.* // Physical Review B, V. 68, 100505 (2003).
2. Z. Xu, J. Shen, S. Ooi, *et al.* // Physica C, V. 421, 61 (2005).
3. I. Martin, C. Panagopoulos // Europhysics Letters, V. 91, 67001 (2010).
4. L. Li, Y. Wang, S. Komiya *et al.* // Physical Review B, V. 81, 054510 (2010).
5. F. Soto, N. Cotón, J.D. Dancausa, J.M. Doval *et al.* // Supercond. Sci. Technol., V. 26, 045007 (2013).
6. A. Levchenko, M. R. Norman, A. A. Varlamov // Physical Review B, V. 83, 020506 (2011).
7. I. Iguchi, A. Sugimoto, T. Yamaguchi *et al.* // Physica C, V. 367, 9 (2002).

Динамика электронных волновых пакетов в 3D топологических изоляторах

В. Я. Демиховский*, А. В. Тележников§

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950.

*demi@phys.unn.ru, §telezhnikov@phys.unn.ru

Изучается динамика волновых пакетов, сформированных из электронных поверхностных (краевых) состояний в 3D топологических диэлектриках. Аналитически и численно рассчитаны электронная и спиновая плотности при различных значениях параметров гамильтониана. Рассмотрено влияние основных характеристик волновых пакетов (размеры, спиновая поляризация) на расщепление и изменение их формы.

Квантовые состояния в топологических изоляторах (ТИ) подразделяются на так называемые объемные состояния, у которых энергетический спектр, как у обычных полупроводников, имеет запрещенную зону, и бесщелевые поверхностные состояния, локализованные вблизи границ двумерного или трехмерного электронного газа. В такой ситуации электроны, лежащие на поверхности 3D ТИ, находятся в проводящем состоянии, а электроны в объеме не проводят электрический ток. С помощью адиабатически медленных внешних воздействий, не изменяющих значений топологических инвариантов, ТИ не могут быть переведены в состояния обычных изоляторов или проводников [1]. Необходимым условием существования фазы ТИ является присутствие сильного спин-орбитального взаимодействия, а также наличие симметрии по отношению к инверсии времени. Квантовые состояния на поверхности 3D ТИ есть безмассовые 2D-фермионы с дираковским спектром (см., например, [1]). Чтобы эти состояния были топологически защищенными, необходимо, чтобы число дираковских конусов спектра было нечетным.

В настоящей работе изучается пространственно-временная эволюция электронных волновых пакетов, сформированных в тонких пленках и на поверхности 3D ТИ типа Bi_2Se_3. Эволюция таких пакетов определяется спецификой граничных (поверхностных) квантовых состояний ТИ, его энергетическим спектром, а также начальными размерами и спиновой поляризацией. Установлена роль основных параметров гамильтониана, определяющих форму электронной и спиновой плотности. Для аналитических расчетов использован метод стационарной фазы. Ранее данная проблема рассматривалась в работе [2].

Модель

В рассматриваемой модели эффективный гамильтониан, описывающий поверхностные состояния в ТИ, имеет вид [3]:

$$\hat{H}_{eff} = \begin{pmatrix} h_+(k) & 0 \\ 0 & h_-(k) \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

$$h_s = E_0 - Dk^2 - \hbar\upsilon_F\left(k_x\sigma_y - k_y\sigma_x\right) + s\left(\Delta/2 - Bk^2\right)\sigma_z .$$

Здесь k_x, k_y – хорошие квантовые числа, s=±1, что связано с двукратным вырождением спектра, а величины E_0, D, υ_F, B и Δ являются функциями толщины пленки. Явная зависимость этих параметров от толщины пленки l была получена в работе [3]. Константа Δ здесь определяет энергетическую щель в спектре поверхностных состояний, а слагаемое Bk^2 в (1) ответственно за спин-орбитальное взаимодействие. Энергетический спектр гамильтониана (1) и его собственные функции имеют вид:

$$E_{\pm,k_x,k_y} = E_0 - Dk^2 \pm \hbar\omega(k), \qquad (2)$$

$$\varphi_{\pm,k_x,k_y} = \exp(ik_x x + ik_y y)\left|u(k)\right\rangle_{\pm} / \sqrt{2\pi}, \qquad (3)$$

$$\left|u(k)\right\rangle_{\pm} = \frac{1}{\left\|u_{\pm}(k)\right\|}\begin{pmatrix} s\left(\Delta/2 - Bk^2\right) \pm \hbar\omega(k) \\ -i\hbar\upsilon_F\left(k_x + ik_y\right) \end{pmatrix},$$

где знаки «+» и «-» отвечают зоне проводимости и валентной зоне спектра соответственно,

$$\omega(k) = \sqrt{\left(\Delta/2 - Bk^2\right)^2 + \left(\hbar\upsilon_F k\right)^2} .$$

Проекция спиновой плотности $\bar{s}_z$ в поверхностных состояниях (3) при условии Δ/B>0 в различных точках зоны Бриллюэна имеет разный знак. Так, при малых значениях k направление спина определяется знаком энергетической щели Δ, а при больших – знаком параметра B.

Результаты и обсуждение

Расчет пространственно-временной эволюции одномерного гауссовского волнового пакета со спиновой поляризацией $(1,0)^T$, полагая $k_x=k$, $k_y=0$, можно провести аналитически для широких пакетов с помощью метода стационарной фазы, а для узких вычисляя интегралы численно.

На рис.1а представлено распределение электронной плотности для узкого волнового пакета (начальный размер которого удовлетворяет неравенству

$$d << d_c = \hbar\upsilon_F \sqrt{\left|1 + B\Delta / \left(B\Delta - (\hbar\upsilon_F)^2\right)\right|} / |\Delta|).$$

Видно, что этот пакет со временем расщепляется на две части, движущиеся в противоположных направлениях со скоростями порядка υ_F, что соответствует скоростям двух геликоидальных поверхностных мод (подобно пакетам в 2D электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы, см. [4]).

В то же время широкий волновой пакет (для которого $d >> d_c$) практически не расщепляется на две части, поскольку скорость его расплывания много больше скорости разбегания. Его форма изменяется слабо. Однако при больших временах интерференция двух слабо расщепившихся его частей приводит к небольшим осцилляциям полной электронной плотности.

Спиновая плотность $\bar{s}_z(x,t) = \hbar/2\langle\varphi_k(x)|\hat{\sigma}_z|\varphi_k(x)\rangle$ для узкого волнового пакета для трех различных моментов времени представлена на рис. 1б. Видно, что она является знакопеременной функцией. Это, очевидно, связано с тем, что стационарная спиновая плотность в зоне Бриллюэна меняет знак в точке $k^2=|\Delta|/(2|B|)$ (здесь $\Delta/B>0$). В результате каждая часть распавшегося начального волнового пакета, в свою очередь, с течением времени расщепляется еще на две части, которые имеют строго определенный знак спиновой плотности $\bar{s}_z$. Наоборот, при тех толщинах пленки ТИ, когда $\Delta/B<0$, спиновая плотность в каждый момент времени имеет одинаковый знак.

Можно ожидать, что экспериментальное наблюдение обсуждаемых в данной работе особенностей эволюции волновых пакетов позволит определить принадлежность исследуемых материалов к классу топологических изоляторов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №13-02-00784.

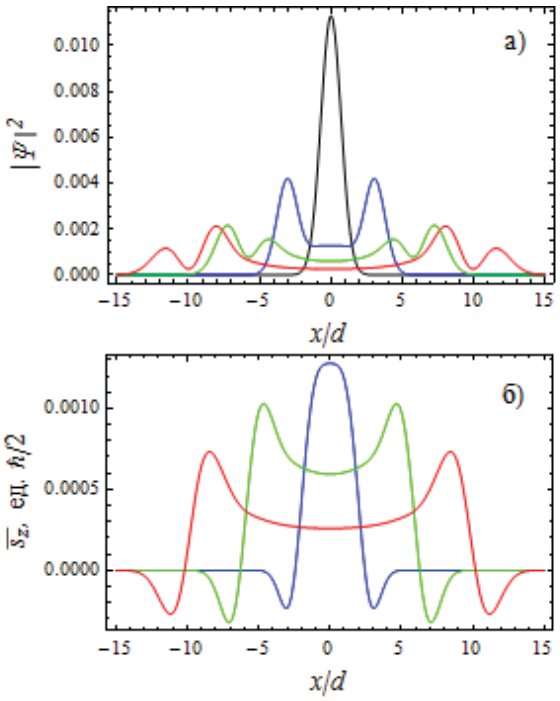


Рисунок 1. Электронная плотность (а) и спиновая плотность (б) в узком одномерном волновом пакете с d=50 Å в моменты времени t=0 с (черная кривая), t=2.4 10^{-14} с (синяя), t=5.7 10^{-14} с (зеленая), t=8.9 10^{-14} с (красная). Параметры гамильтониана: *l*=32 А, Δ=-0.045 эВ, B=-11 эВ $А^2$, D=-12.2 эВ $А^2$. Спиновая плотность при t=0 не показана.

Литература

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane // Reviews of Modern Physics, V. 82, 3045 (2010); S.Q. Shen // Topological Insulators. Dirac Equation in Condensed Matters. Springer Series in Solid-State Sciences (2012).
2. В. Я. Демиховский, А. В. Тележников // Письма в ЖЭТФ, Т. 99, 110 (2014).
3. H. Z. Lu, W. Y. Shan, W. Yao *et al.* // Physical Review B, V. 81, 115407 (2010).
4. V. Ya. Demikhovskii, G. M. Maksimova, and E. V. Frolova // Physical Review B, V. 78, 115401 (2008).

Аномальная оптическая прозрачность двумерно периодических неоднородных металлических пленок

А. А. Уткин *, В. В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*anatolyutkin@ipm.sci-nnov.ru

Предложена простая модель для описания феномена аномальной прозрачности двумерно периодических неоднородных металлических пленок. Для случая одномерной периодичности получена аналитическая формула для коэффициента прохождения, которая демонстрирует наличие асимметричных резонансов типа Фано. Показано, что коэффициент прохождения может значительно увеличиваться по сравнению со случаем однородной пленки.

Экспериментальное наблюдение в 1998 году эффекта гигантского резонансного прохождения света через решетку оптически малых отверстий в металлической пленке привлекло большой интерес исследователей. Этот эксперимент находился в противоречии с предсказаниями классической теории дифракции на отверстиях в идеальном экране, и практически сразу было предложено качественное объяснение такого несоответствия, связанное с возможным резонансным возбуждением поверхностных плазмонов на металлической пленке. Наличие периодической неоднородности приводит к тому, что плазмон и бегущие плоские волны оказываются связанными, образуя так называемый вытекающий плазмон. Резонанс падающей волны с такой квазилокализованной модой и приводит к явлению гигантского прохождения.

Для теоретического рассмотрения проблемы нужно изучить задачу о дифракции на периодически неоднородной металлической пленке конечной толщины. Аналитическое решение такой задачи затруднено тем, что трудно записать поля внутри и вне пленки в удобной для последующей сшивки граничных условий форме. В настоящей работе мы предлагаем простую модель аномальной прозрачности для пленки, периодически модулированной в одном направлении. Модель допускает аналитическое решение и приводит к компактным обозримым ответам. Модель основана на обобщении импедансного подхода, примененного по отношению к дифракционным решеткам в работах [1,2]. В рамках импедансного подхода внутренняя область пленки и область под пленкой не рассматриваются, а взамен ставится импедансное граничное условие, связывающее тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей друг с другом на поверхности пленки. Мы предлагаем обобщить такой метод на случай тонкой пленки. Если толщина пленки мала по сравнению с длиной волны в ней, то можно полагать ток в пленке однородным. Тогда можно связать тангенциальные компоненты полей в областях над и под пленкой. При этом, так же как и при импедансном подходе, мы избегаем сложностей, связанных с рассмотрением полей внутри пленки. В итоге мы выводим формулу для спектра отражения от пленки, которая демонстрирует резонанс Фано.

Далее аналогичное приближение малой толщины пленки применяется к описанию двумерно периодической структуры. В этом случае описание не может быть проведено аналитически из-за большой размерности системы граничных условий. Поэтому расчет ведется численно. Из получаемых ответов видно, что, в отличие от одномерия, существует два типа резонансов Фано, соответствующих движению плазмона в двух направлениях периодичности. Путем изменения угла между плоскостью падения и направлениями периодичности можно получать спектры, в которых резонансы от двух направлений проходят друг через друга. Очевидно, такая ситуация соответствует задаче Фано с двумя континуумами и двумя дискретными уровнями. Для этого

случая получена формула, описывающая прохождение резонансов Фано друг через друга, которая демонстрирует хорошее сходство с численным экспериментом.

Литература

1. A. Hessel and A. A. Oliner // Applied Optics, V. 4, 1275 (1965).
2. В. И. Таланов // Изв. вузов. Радиофизика, Т. 3, 802 (1960).

Кулоновское взаимодействие и электронный вклад в термодинамику графена

Л.А. Фальковский [1,2]

1 Институт теоретической физики РАН, ул. Академика Семенова, 1а, Черноголовка, 142432.

2 Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, 142190.

falk@itp.ac.ru

Рассмотрено влияние кулоновского взаимодействия на химический потенциал, теплоемкость и осцилляции магнитного момента. Простые формулы получаются в случае низких и высоких температур по сравнению с химическим потенциалом. При низких температурах допированный графен ведет себя как обычная ферми-жидкость со степенной температурной зависимостью для термодинамических величин. Однако при высоких температурах графен обнаруживает коллективное поведение электрон-дырочной жидкости.

Введение

Для объяснения электронных свойств графена обычно используется двухзонная модель спектра $\varepsilon = \mp vp$ с линейной зависимостью от импульса p в окрестности точек К зоны Бриллюэна и с постоянной $v = 10^8$ см/с. Такой безщелевой спектр получается, если пренебречь спин-орбитальной связью (она в графене создает щель лишь порядка 1 К) и кулоновским взаимодействием носителей. Эффект кулоновского взаимодействия впервые в трехмерном случае рассматривали Абрикосов и Бенеславский. Они нашли, что безщелевая ситуация сохраняется и в присутствии кулоновского взаимодействия, однако скорость v логарифмически перенормируется. Этот результат был недавно подтвержден теоретически несколькими авторами и для двумерного случая. На эксперименте в прошедшем году перенормировка была найдена путем изучения квантовых осцилляций [1]. Она может быть записана в виде

$$\varepsilon = \mp vp\left[1 + g\,\ln(p_0/p)\right],$$

где константа $g = e^2/8\pi\hbar v\xi$ учитывает диэлектрическую проницаемость подложки ξ, а p_0 имеет атомный масштаб. Несмотря на малое значение константы g, перенормировка оказывается существенной при малых p, т.е. при малых концентрациях носителей. В данной работе мы рассмотрели влияние электронного взаимодействия на термодинамические свойства графена.

Температурная зависимость химического потенциала

Это влияние особенно заметно при низких температурах и малых концентрациях носителей, меньше 10^{10} см$^{-2}$. Если полное число носителей N (разность чисел электронов и дырок) фиксировано либо допированием, либо напряжением на «затворе», то химический потенциал μ определяется условием

$$N = S\int \left| f(\varepsilon - \mu) - f(\varepsilon + \mu)\right| d^2p/(2\pi\hbar)^2$$

и учет кулоновского взаимодействия приводит к увеличению химического потенциала. При низких температурах химический потенциал (см. рисунок 1) ведет себя так, как это бывает в обычной ферми-жидкости, т.е. убывает квадратично с температурой, а при высоких температурах он стремится к значению μ=0 в идеальном графене без носителей.

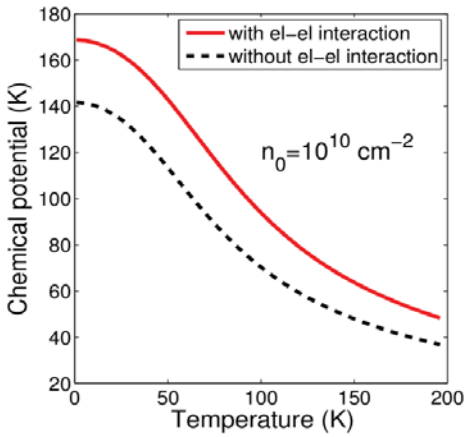


Рисунок 1. Зависимость химического потенциала от температуры.

Теплоемкость

Изменение химического потенциала вследствие кулоновского взаимодействия можно заметить по измерениям теплоемкости, особенно при низкой температуре, когда теплоемкость принимает вид

$$C = 2\pi^2 N T / 3\mu(T = 0)$$

и химпотенциал при нуле температур $\mu(0)$ возрастает из-за кулоновского взаимодействия. При высокой температуре, когда носители описываются больцмановской статистикой, теплоемкость стремится к постоянному значению

$$C = \pi^2 N /(6\ln 2),$$

определяемому полным числом носителей в образце.

Осцилляции магнитной восприимчивости

Измерение периода осцилляций магнитного момента и циклотронной массы в эффекте де Гааза – ван Альфена позволило измерить кулоновское взаимодействие [1]. Для этой цели удалось приготовить образцы с рекордно малой концентрацией носителей, порядка 10^9 см $^{-2}$. Задачу о квантовании электронного спектра в магнитном поле с учетом кулоновского взаимодействия точно решить не удается, но квазиклассические уровни можно записать в виде

$$cA(\varepsilon) = 2\pi e\hbar Bn,$$

где площадь, ограниченная электронной траекторией в импульсном пространстве, вычисляется с учетом кулоновской поправки

$$A(\varepsilon) = \pi(\varepsilon / v)^2 \left[1 - 2g\ln(p_0 v / \varepsilon)\right].$$

Результат для магнитной восприимчивости отличается от формулы Лифшица и Косевича лишь тем, что площадь $A(\varepsilon)$ и циклотронная масса должны вычисляться с учетом вышеприведенной зависимости, учитывающей кулоновскую поправку. Результаты измерений дают $g \approx 0.1$ и $p_0 \approx 0{,}5\times 10^8$ см$^{-1}$.

Работа была поддержана грантом РФФИ №13-02-00244 и Программой SIMTECH (грант 246937).

Литература

1. G.L. Yu, R. Jalil, B. Belle et al. // PNAS, V. 110, (9) 3282 (2013).

Сверхпроводящий эффект близости в квантовых проводах с нарушенной симметрией обращения времени

М.А. Скворцов[1,2], П.М. Островский[1,3], Д.А. Иванов[4,5], Я.В. Фоминов[1,2,*]

1 Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка.

2 Московский физико-технический институт, Долгопрудный.

3 Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany.

4 Institute for Theoretical Physics, ETH Zürich, Switzerland.

5 Institute for Theoretical Physics, University of Zürich, Switzerland.

*fominov@landau.ac.ru

Исследован сверхпроводящий эффект близости в присоединенном к обычному сверхпроводнику квантовом проводе с нарушенной симметрией обращения времени. Рассмотрен случай сильного нарушения симметрии обращения времени, так что куперовские пары, попадающие в провод, немедленно разрушаются. Тем не менее некоторые следы эффекта близости сохраняются: например, сверхпроводник оказывает влияние на локальную электронную плотность состояний при учете локализационных эффектов. С помощью техники суперсимметричной сигма-модели вычислена средняя локальная плотность состояний в системе. Локальная плотность состояний в проводе испытывает существенные модификации вблизи границы со сверхпроводником на энергиях вблизи уровня Ферми. Соответствующие расстояния от границы имеют порядок длины локализации, а размер энергетического окна вблизи уровня Ферми порядка межуровневого расстояния на длине локализации. Оказывается, что знак эффекта зависит от типа нарушения симметрии обращения времени: в спин-симметричном случае (орбитальное магнитное поле) локальная плотность состояний вблизи уровня Ферми подавлена, в то время как при нарушенной спиновой симметрии (магнитные примеси) локальная плотность состояний вблизи уровня Ферми увеличена.

Доклад основан на работе [1].

Литература

1. M.A. Skvortsov, P.M. Ostrovsky, D.A. Ivanov, Ya.V. Fominov // Physical Review B, V. 87, 104502 (2013).

Фазовые переходы в ферромагнитных сверхпроводниках с доменной структурой

А.И. Буздин[1,2], А.С. Мельников[3,4], И.М. Хаймович[3,5,*]

1 Universite Bordeaux I, LOMA, UMR 5798, F-33400, France

2 Institut Universitaire de France, France

3 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

4 Национальный исследовательский университет ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

5 O.V. Lounasmaa Laboratory, Aalto University, P.O. Box 15100, 00076 Aalto, Finland

*hai@ipmras.ru

Изучены равновесные конфигурации доменов ферромагнитных сверхпроводников с учётом проникновения вихрей Абрикосова и их взаимодействия со структурой намагниченности. Показано, что из-за указанного взаимодействия в этих соединениях формируются две устойчивые конфигурации. Одна отвечает мейсснеровскому состоянию с малым размером доменов относительно нормального состояния. Вторая характеризуется развитой плотностью вихрей. Показано, что фазовый переход между этими состояниями происходит первым родом.

Введение

Сверхпроводящие соединения на основе урана, такие как UGe_2, URhGe, UCoGe, названные ферромагнитными сверхпроводниками (ФС) и открытые в начале 2000-х [1], привлекают учёных, так как наряду с фазовым переходом в ферромагнитное состояние при температуре Кюри $T = \theta$ в них есть сверхпроводящий переход при более низкой температуре $T_c < \theta$. Такое соотношение между критическими температурами является косвенным доказательством триплетной сверхпроводимости в указанных соединениях.

Доменная структура этих систем, как и обычных ферромагнетиков конечных размеров, определяется вкладом магнитных полей рассеяния в полную энергию, величина которого растёт с ростом размера доменов, а также вкладом, связанным с формированием доменных стенок и обратно пропорциональным размеру доменов. В результате конкуренции этих двух вкладов в равновесном состоянии при $T > T_c$ размер доменов принимает некоторое определённое значение. Наличие сверхпроводящих токов в ФС приводит к существенному изменению доменной структуры [2 - 4]: при достаточно больших значениях лондоновской глубины проникновения $\lambda >> l$ размер магнитных доменов l может уменьшиться на несколько порядков величины (см. красные штрихпунктирные линии на рис. 2), однако при относительно малой $\lambda < l$, когда экранировка полей рассеяния достаточно эффективна, образец переходит в монодоменное состояние.

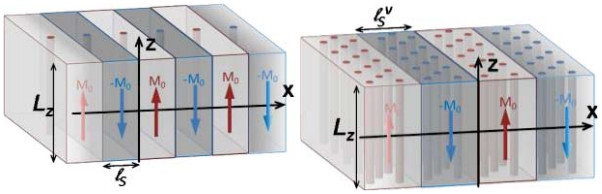


Рисунок 1. Схематичное изображение доменной структуры ферромагнитного сверхпроводника толщины L_z с лёгкой осью анизотропии перпендикулярно плёнке в вихревом состоянии с одним вихрем/антивихрем в каждом домене (слева) или с плотной решёткой вихрей (справа).

Описанный выше механизм имеет место для мейсснеровского состояния. Однако в типичных ФС величина намагниченности оказывается больше порога проникновения вихрей Абрикосова. При этом вихри с положительной и отрицательной завихренностью проникают в домены с соответствующим направлением намагниченности (см. рис. 1). Наличие развитой вихревой решётки в рассматриваемых соединениях урана может существенным образом влиять на доменную структуру таких соединений.

Основные результаты

В работе на основе уравнения Лондонов изучена доменная структура ФС с учётом проникновения вихрей Абрикосова и их взаимодействия с неоднородной структурой намагниченности в приближении развитой доменной структуры в плёнке толщины L_z с лёгкой осью анизотропии перпендикулярно плёнке (см. рис. 1).

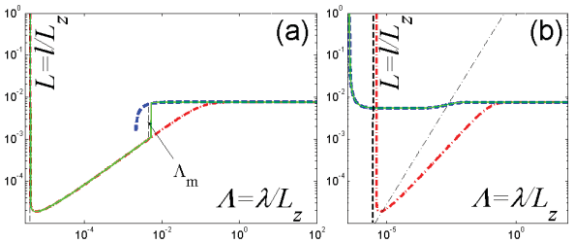


Рисунок 2. Зависимость равновесного размера доменов *l*, нормированного на толщину плёнки L_z, в зависимости от глубины проникновения λ магнитного поля для большей (справа) и меньшей (слева) амплитуд намагниченности. Зелёной сплошной линией обозначен размер домена, реализующий минимум энергии, красной штрихпунктирной и синей пунктирной — размеры доменов в мейсснеровском и вихревом состояниях, соответственно.

Показано, что при определённых условиях из-за взаимодействия вихревой и магнитной подсистем в ферромагнитных сверхпроводниках формируются две устойчивые конфигурации. Одна из них соответствует мейсснеровскому состоянию, размер доменов в котором существенно меньше, чем в нормальном состоянии (см. красные штрихпунктирные линии на рис. 2). Во второй конфигурации присутствует развитая плотность вихрей Абрикосова (см. правую панель на рис. 1), а доменная структура мало отличается от структуры несверхпроводящего ферромагнетика (см. синие пунктирные линии на рис. 2). В зависимости от температуры (глубины проникновения магнитного поля λ(T)) глобальный минимум энергии реализуется либо при одной конфигурации, либо при другой. Показано, что переключение между описанными состояниями является фазовым переходом первого рода и происходит с одновременным скачкообразным изменением магнитной структуры образца и среднего числа вихрей в каждом домене (см. рис. 2а).

Использованные приближения

В работе исследованы пороговые амплитуды намагниченности для проникновения вихрей в ФС и равновесное распределение вихревой плотности при определённом значении размера доменов, а также исследованы сценарии фазового перехода между мейсснеровским и вихревым состояниями в зависимости от соотношения параметров системы. Для этих вычислений были использованы следующие приближения:

(i) В предположении больших обменной энергии и энергии анизотропии ($\theta/T_c >> 1$) учитывалось лишь изменение размера доменов при переходе образца в сверхпроводящее состояние с сохранением структуры магнитной подсистемы.
(ii) В приближении малых длин когерентности ξ по сравнению с другими характерными масштабами использовалось уравнение Лондонов.
(iii) Все вычисления проведены в пренебрежении эффектами пиннинга как доменных стенок, так и вихрей, что дало возможность ограничиться равновесными состояниями, реализующими минимум полной энергии системы.
(iv) Для вычисления порога устойчивости мейсснеровского состояния к проникновению вихрей при фиксированном размере доменов была рассмотрена вихревая конфигурация (см. рис. 1, слева), когда в каждом домене находился всего один вихрь или антивихрь.
(v) Энергия вихревого состояния вычислялась в приближении плотной решётки вихрей (см. рис. 1, справа) на масштабах размера доменов в предположении, что в каждом домене есть вихри лишь с одинаковой завихренностью.

Авторы выражают признательность профессору J. Flouquet за плодотворные дискуссии. Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013», стипендии Президента РФ СП-1491.2012.5, European IRSES program SIMTECH (contract n.246937), French ANR project “Electo-Vortex”, NanoSC COST Action MP1201.

Литература

1. S. S. Saxena, P. Agarwal, K. Ahilan *et al.* // Nature, V. 406, 587 (2000); D. Aoki, A. Huxley, E. Ressouche *et al.* // Nature, V. 413, 613 (2001); T. Huy, A. Gasparini, D. E. de Nijs *et al.* // Physical Review Letters, V. 99, 067006 (2007).
2. E. B. Sonin // Physical Review B, V. 66, 100504(R) (2002).
3. M. Faure and A. I. Buzdin // Physical Review Letters, V. 94, 187202 (2005); E. B. Sonin, ibid, V. 95, 269701 (2005); M. Faure and A. I. Buzdin, ibid, V. 95, 269702 (2005).
4. Vu Hung Dao, S. Burdin and A. Buzdin // Physical Review B, V. 84, 134503 (2011).

Анализ экспериментов с TES-болометрами с СВЧ-считыванием

С. В. Шитов[1, 2, *], А. А. Кузьмин[3, §], А. Б. Ермаков[1], Н. Н. Абрамов[2], А. В. Устинов[2, 3]

1 Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия.

2 Национальный исследовательский технологический университет МИСиС, Ленинский просп., 4, Москва, 119049, Россия.

3 Karlsruher Institut für Technology, Wolfgang-Geade Str.1, Karlsruhe D-76131, Germany.

* sergey3e@gmail.com , §artem.kuzmin@kit.edu

Исследованы основы нового метода СВЧ-регистрации болометрического отклика в области сверхпроводящего перехода пленки металла (TES). Чип содержал планарную антенну на частоту 650 ГГц, нагруженную на TES и интегрированную в планарный резонатор с частотой около 6 ГГц, слабо связанный с линией накачки. Образцы с размером TES-поглотителя 2 мкм × 0,5 мкм × 15 нм из тонкой пленки Nb (Tc = 6,7 K) были исследованы при температуре 4,5 K. Была подтверждена правильность исходной электродинамической модели, показано наличие электротермической обратной связи, найдены критерии устойчивости режима и вычислены вольт-амперные характеристики на СВЧ.

Введение

Сенсоры на границе сверхпроводящего перехода (transition edge sensors, TES) являются, на сегодня, наиболее чувствительными электронными термометрами. Чувствительность TES определяется объемом сверхпроводящей пленки и крутизной зависимости R(T). Точное измерение малых R традиционно производится с использованием СКВИД-усилителей. Использование переменного тока смещения позволяет осуществлять частотное мультиплексирование TES для их использования в изображающих матрицах [1]. Предельную чувствительность TES можно реализовать, используя ток сигнала для прямого разогрева TES, то есть объединив абсорбер и термометр в границах одной пленки [2]. Нами было предложено измерять сопротивление TES на СВЧ-токе, что не только позволяет использовать коммерческие усилители на полупроводниках, но и на порядок облегчает мультиплексирование [3].

Принцип работы

За основу новой концепции была взята топология, показанная на рис. 1а [4], и для нее рассчитаны электродинамические параметры рассеяния S_{21} (вход - выход) и S_{31} (вход - поглотитель), на основе которых проводился анализ экспериментальных данных. Копланарный резонатор с собственной частотой около 6 ГГц интегрирован с антенной диапазона 620-670 ГГц, нагруженной пленкой поглотителя. Ток резонатора, при заданной входной мощности накачки P_B, на частоте около 6 ГГц, также протекает через поглотитель, подогревая его мощностью P_J и удерживая пленку в области сверхпроводящего перехода на значении R. Ток принятого антенной терагерцевого излучения создает дополнительный нагрев поглотителя ΔP_J. Это изменяет его сопротивление ΔR, и происходит изменение добротности резонатора, что отражается на АЧХ линии накачки в виде ΔS_{21}, как представлено семейством кривых на рис. 2а. Целью первых измерений являлась проверка СВЧ-модели, заложенной в прибор, при удобных температурах (около 4 K) [4]. Чип (рис. 1а) приклеивался на плоскую поверхность иммерсионной сапфировой линзы, устанавливался в детекторный блок (рис. 1б) и помещался в вакуумный криостат с оптическим окном (рис. 1в). АЧХ линии накачки (рис. 2а) измерялась анализатором цепей фирмы Agilent. Пленка поглотителя не включена в гальваническую цепь, и ее характеристики могут быть получены только путем вычислений. Зоны устойчивого и неустойчивого режима иллюстрирует рис. 2б и выражение

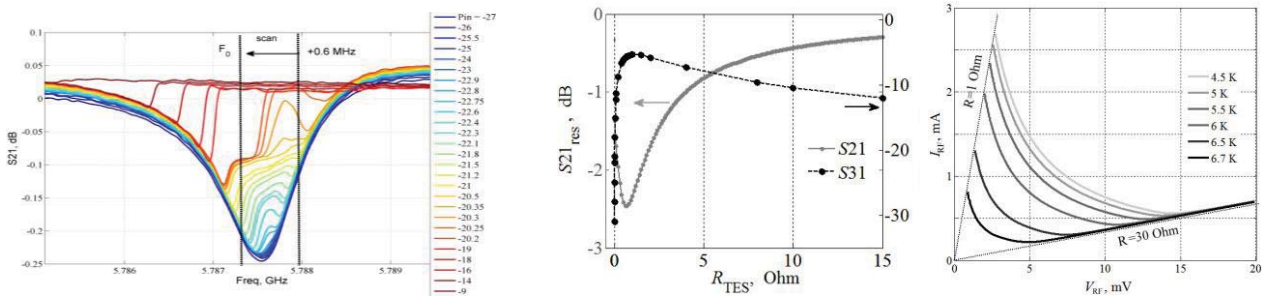
$$\Delta P_J - P_B \times \Delta S_{31}(\Delta R) > 0 ,$$

характеризующее порог лавинного перехода в нормальное состояние в области $\Delta S_{31}(\Delta R) > 0$. Правильность выбора электродинамических параметров и их экспериментальную реализацию подтверждает согласие экспериментальных данных (рис. 2а) с расчетом. Итерационное решение уравнения теплового баланса при известных S-параметрах и параметрах материала позволило вычислить ВАХ (рис. 2в) при разных T. Эти данные аналогичны ВАХ устойчивых низкочастотных TES

а б в

Рисунок 1. Детали эксперимента. а) Микрофотография чипа [4]: 1 -- линия накачки, 2 – резонатор, 3 – антенна, 4 – поглотитель (внизу послойно: 1 – пленка резонатора, 2 – пленка поглотителя, 3 – подложка из сапфира). б) Детекторный блок с линзой из сапфира. в) Вакуумный криостат с радиопрозрачным окном (слева) и его холодная плата с установленным детекторным блоком и усилителем (справа).

в присутствии отрицательной обратной электротермической связи [5]. При шумах канала усиления 3 К на данных образцах оптическая чувствительность оценена как 10^{-15} Вт/Гц$^{1/2}$. Это позволяет оценить перспективу увеличения чувствительности при низких температурах за счет снижения электрон-фононного взаимодействия при ультранизких температурах (ниже 300 мК) [6], [7]. При одновременном уменьшении TES-поглотителя до размеров порядка 0,5 мкм х 0,25 мкм х 15 нм можно ожидать NEP < 10^{-19} Вт/Гц$^{1/2}$.



а б в

Рисунок 2. Характеристики TES-болометра с СВЧ-считыванием. а) АЧХ линии накачки в зависимости от мощности накачки (эксперимент); б) S-параметры чипа (вычислено в согласии с экспериментом); в) ВАХ абсорбера, вычисленная по S-параметрам чипа.

Выводы

Продемонстрирован новый СВЧ-прибор, являющийся разновидностью TES с прямым нагревом. Показано, что высокодобротный сверхпроводниковый резонатор может обеспечивать работу TES в режиме отрицательной обратной электротермической связи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-02-01352-а) и Минобрнауки России (контракты № 11.G34.31.0062, № 11.G34. 31.0029).

Литература

1. Kuur J. v. d., Beyer J., Bruijn M., Gao J. R. et al. // J. Low Temp. Phys. 2012. V. 167. N. 5-6. P. 561-567.
2. Wei J., Olaya D., Karasik B. S., Pereverzev S. V., Sergeev A. V., Gershenson M. E. // Nature Nanotechnology. 2008.V. 3. P. 496 – 500.
3. Шитов С. В. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. №19. С. 88-94. http://journals.ioffe.ru/pjtf/ 2011/19/p88-94.pdf.
4. Kuzmin A. A., Shitov S. V., Il'in K. S., Meckbach J. M., Wuensch S., Siegel M., Ustinov A. V. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Tech. 2013. V. 3. P. 25–31. DOI:10.1109/TTHZ.2012.2236148.
5. Lee A.T., Richards P.L., Nam S.W., Cabrera B., Irwin K.D. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. N. 12. P. 1801-1803.
6. Gershenzon E. M., Gershenzon M. E., Gol'tsman G. N., Lyul'kin A. M., Semenov A. D., Sergeev A. V. // Sov. Phys. ZhETP. 1990. V. 70, N. 3. P. 505–511.
7. Swartz E. T., Pohl R. O. // Rev. Mod. Phys. 1989. V. 61. N. 3. P. 605–668.

Universality and quantization of the power to heat ratio in nano-granular systems

N. M. Chtchelkatchev

Department of Physics and Astronomy, California State University Northridge, Northridge, CA 91330, USA.

*chtchelkatchev.nikolay@csun.edu

We study heating and dissipation effects in granular nanosystems in the regime of weak coupling between the grains. We focus on the cotunneling regime and solve the heat-dissipation problem in an array of grains exactly. We show that the power to heat ratio has a universal quantized value, which is geometrically protected: it depends only on the number of grains.

Introduction

A major design issue of modern nano-electronic devices at low temperatures is the control of temperature, which first and foremost requires a fundamental understanding of self-generated heat inside these systems. In particular, *overheating* of quantum circuits strongly changes its transport properties – sometimes irreversibly. A typical feature of these systems is the non-locality of the heat generation when the charge carriers generate heat in the electrodes in the course of their equilibration inside the junction due to inelastic propagation, the latter being the most difficult to control. The fundamental problem is to understand dissipation mechanisms and to optimize cooling procedures.

A prototypical system, which is also the most common component of nano-circuits, is a junction made of nanostructured conducting materials weakly coupled to elecrodes (see Fig. 1). Such systems are the building blocks of promising high-density, high-speed, and low-power memory devices. The quantum regime in these circuits is realized when *i)* the electrostatic charging energies of the granulars corresponding to a single charge carrier are much larger than the grain temperatures and bias between the electrodes and *ii)* the bare tunnel resistances exceed the quantum resistance.

Here we study heating of such nano-systems at the example of a chain of nano-crystalline grains or quantum dots in the regime of weak coupling between the grains. Since we are interested in the low-temperature behavior, we focus on the cotunneling transport regime, which is the dominate transport mechanism in that case. We solve the heat dissipation problem in this junction exactly and show that the ratio of the total dissipated power $I \cdot V$ to the heat dissipated in the grains, $\dot{Q}$, has an universal quantized value [1].

$$\frac{\dot{Q}}{I \cdot V} = \frac{n}{n+1}, \qquad (1)$$

where I is the current, V is the bias voltage, and n is an integer corresponding to the total number of grains in the chain. This rational value in Eq. (1) is geometrically protected, i.e., it neither depends on the shape of the grains, nor on the microscopic details of the tunnel junctions.

We assume that all grains are generally different meaning that each grain has its own charging energy, its own shape and its own conducting material (the transparencies of tunnel barriers are also individual). However, we find that the part of heat dissipated in the grain is universal: it is given by a fraction $1/(n+1)$ of the total power $I \cdot V$.

Electrodes are bulk conductors attached to the granulars by the tunnel contacts. We find that each electrode acquires the universal fraction of heat

$$\frac{\dot{Q}_{electrode}}{I \cdot V} = \frac{1}{2}\frac{1}{n+1}. \qquad (2)$$

In particular, for a single grain, i.e., $n = 1$, half of the power is dissipated in the grain and the other half in the leads.

The physical origin of this quantization is the creation of electron-hole pairs in the grains by a cotunneling electron, which shares part of its energy with those pairs. The other part of electron energy (the same amount) is dissipated into the leads.

Typically, the current-voltage characteristics, $I(V,T)$, of a granular nanojunction is highly nonlinear both in voltage and temperature. These nonlinearities are taken into account when Eqs. (1)-(2)

were derived. We only assumed that the leads are in equilibrium at similar temperatures, energy relaxation processes within each grain are fast enough such that a local equilibrium description is applicable, and that the temperature of the grains are similar to the lead temperatures as well. The latter implies that excess heat from the grains is efficiently transferred into a thermal bath by phonons. A more general situation is discussed at the end of this Letter. In particular, we address the question of stability of universality and the power to heat quantization, Eqs. (1)-(2), with respect to different grain temperatures. We show that the quantization is still valid for biases well exceeding the dispersion of grain and lead temperatures.

The quantization of the power to heat ratio in Eq. (1) is a result of inelastic cotunneling processes, which govern the electron transport. The essence of these processes is that an electron tunnels via virtual states in intermediate grains thus bypassing the huge Coulomb barrier. This can be visualized as coherent superposition of two events: tunneling of an electron into a granule and the simultaneous escape of another electron from the same granule. There are two distinct mechanisms of cotunneling processes, elastic- and inelastic cotunneling. Elastic cotunneling means that the electron that leaves the grain has the same energy as the incoming one. In the case of inelastic cotunneling, the electron coming out of the grain has a different energy than the entering electron (see curved arrows in Fig. 1. This energy difference is absorbed by an electron-hole excitation in the grain, which is left behind in the course of the inelastic cotunneling process. Below we concentrate on the inelastic case, since only this transport mechanism contributes to heating effects. In particular, elastic cotunneling and sequential tunneling do not create electron-hole pairs inside the grain.

At temperatures and voltages below the Coulomb energy, cotunneling typically dominates other mechanisms of electron transport in granular nanojunctions such as the ``the single-charge transistor'' mechanism and sequential tunneling. The single-charge transistor tunneling in a granular device in the quantum case is realized only for rare combinations of parameters and needs in addition well controlled gate voltages applied to each grain. In this case the excess charge carriers can classically stay in the grains for a sufficiently long time. Even then it is difficult to maintain this regime due to charge migration into the nearby gates and insulating areas. The contribution from sequential electron tunneling is exponentially suppressed in the Coulomb blockade regime for temperatures and voltages below the characteristic single-electron charging energy in the grain, eV , $T < E_c$.

Each grain is characterized by two energy scales: (i) the mean energy level spacing δ and (ii) the charging energy E_c : $e^2(4\pi\kappa\varepsilon_0 a)^{-1}$, where κ is the relative static permittivity of the grain material and a is the grain size. We concentrate on the case of metallic grains which are most commonly encountered in applications, where the free electron spectrum can be considered continuous. In this case E_c, all involved temperatures, and voltage far exceed δ . In this regime inelastic cotunneling dominates elastic processes.

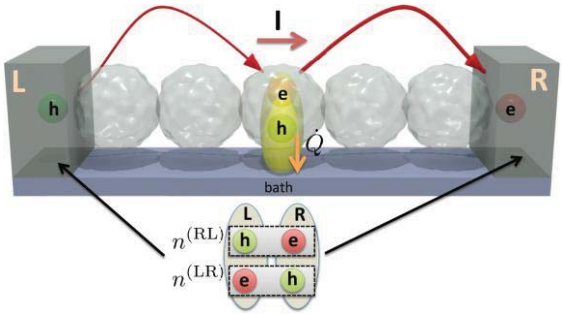


Figure 1. Sketch of the system under consideration in this work: a chain of weakly coupled nano-grains. The red curved arrows indicate an inelastic cotunneling process leaving behind an electron-hole (e-h) pair in a grain. These processes are responsible for the electron transport in the system (I). The energy of this e-h pair is then dissipated into the bath by $\dot{Q}$. The form-factor $n^{(LR)}_{\Omega>0}$ in Eq. (3) can be interpreted as the distribution function of electron-hole pairs left behind by a tunneling event through the system, where the electron sits on the left and the hole on the right lead, respectively. The form-factor $n^{(RL)}_{\Omega>0}$ corresponds to the opposite situation.

Conclusions

In conclusion, we studied heating and dissipation effects in granular nanosystems in the regime of weak coupling between the grains. We focused on the cotunneling regime and solved the heat dissipation problem exactly in a chain of grains. We showed that, while the temperatures of the grains are kept equal, the power to heat ratio has an universal quantized value, Eq. (1), meaning that this ratio is geometrically protected: it depends only on the number of grains. For different grain and lead temperatures the quantization effect is recovered asymptotically for large enough bias voltages.

References

1. N. M. Chtchelkatchev, A. Glatz, I. Beloborodov // Physical Review B, V. 88, 125130 (2012).

Секция 2

Магнитные наноструктуры

Высокотемпературные ферромагнитные структуры на основе полупроводников

Б.А. Аронзон[1,2,*], А.Б. Давыдов[1], А.Л. Васильев[2], О.А. Новодворский[3], А.С. Семисалова[4], Н.С. Перов[4], А.В. Кочура[5]

1 ФИАН им. П.Н. Лебедева, Ленинский пр., 53, Москва, 119991.

2 НИЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, Москва, 123182.

3 ИПЛИТ РАН, Шатура, Московская обл., 140700.

4 МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

5 Юго-Западный государственный университет, ул. 50 лет Октября, Курск, 305040.

*aronzon@mail.ru

Представлены результаты исследований магнитных и транспортных свойств высокотемпературных ферромагнитных полупроводниковых пленок $A^{III}(Mn)B^{V}$ и $Si_{1-x}Mn_x$. Микроструктура пленок $Si_{1-x}Mn_x$ исследована с помощью измерений на электронном микроскопе с атомарным разрешением. Обсуждается природа высокотемпературного ферромагнетизма в этих соединениях.

Введение

Одна из основных проблем полупроводниковой спинтроники – создание высокотемпературного ферромагнитного полупроводника, который мог бы послужить в качестве инжектора спин-поляризованных носителей заряда. Основные усилия исследователей направлены на попытки создания однородных систем, в которых ферромагнетизм обеспечивается обменным взаимодействием по механизму Зенера или РККИ между магнитными ионами, встроенными в совершенную кристаллическую решетку. В то же время существует ряд появившихся в последнее время публикаций, в которых сообщается о высокотемпературном ферромагнетизме в неоднородных полупроводниковых системах с магнитными нановключениями. Мы наблюдали ферромагнетизм, проявляющийся не только в магнитометрических измерениях, но и в транспортных свойствах при температурах, превышающих комнатную, в нескольких структурах: кристаллах GaSb с наногранулами MnSb [1], InSb с включениями MnSb и Mn-димеров [2], сплавах GaSb-MnSb, системах на основе силицидов Mn [3, 4] и других.

В докладе обсуждаются особенности свойств таких систем и возможные механизмы установления ферромагнитного упорядочения.

Пленки на основе $A^{III}(Mn)B^{V}$

В кристаллах GaSb с наногранулами MnSb [1] и InSb с включениями MnSb и Mn-димеров [2] мы наблюдали магнитный гистерезис в зависимости намагниченности и аномального эффекта Холла от магнитного поля при комнатной температуре. Во всех случаях проявления ферромагнетизма в транспортных свойствах наблюдались лишь при высокой концентрации носителей заряда $n \geq 10^{19}$ см$^{-3}$. Это связано с тем, что при больших концентрациях Шоттки-барьер, окружающий магнитные нановключения, достаточно узок и перестает препятствовать взаимодействию с ними носителей заряда. Это утверждение подтверждают оценки ширины барьера Шоттки и глубины подбарьерного проникновения волновой функции носителей заряда.

В InSb с включениями MnSb и Mn-димеров [2] магнитное состояние вещества определяется несколькими различными вкладами: ферромагнетизмом наногранул и ферромагнетизмом матрицы, а также суперпарамагнитным вкладом димеров. В данной системе присутствуют два механизма магнитного упорядочения со сравнимыми вкладами в аномальный эффект Холла. Разработан алгоритм разделения этих компонент, что позволяет разделить и вклады различных механизмов магнитного упорядочения.

Однако высокотемпературный ($T_c > 300$ K) ферромагнетизм в сплавах GaSb-MnSb, наблюдаемый как в магнитных, так и в транспортных (аномальный эффект Холла и магнитосопротивление) измерениях, не укладывается в эту схему. Связь между результатами этих измерений носит необычный характер.

Пленки $Si_{1-x}Mn_x$

В последнее время значительный интерес вызывают соединения $Si_{1-x}Mn_x$ с большим содержанием Mn. В этих материалах был обнаружен высокотемпературный ферромагнетизм, сопровождаемый наблюдением аномального эффекта Холла (АХЭ) [3,4]. В указанных работах состав характеризовался усредненным по площади пленки значением x в глубине образца, которое было определено методом РФЭС, после удаления поверхностного слоя толщиной 5 – 10 нм. Для определенности мы будем характеризовать образцы, параметры которых представлены в таблице 1, этим же значением x.

Таблица 1. Параметры образцов

образец	***d*, нм**	***x***	T_c, **K**
060411	70	0,52	330
211210	60	0,55	230
260412	57	0,52	>300

В таблице приведены толщина образца ***d***, указанное значение ***x***, содержание Mn и температура Кюри высокотемпературной фазы T_c.

В работах [3,4] были исследованы магнитные и транспортные свойства образцов 060411 и 211210. Однако вопрос о природе этого состояния требует подробного исследования микроструктуры пленки и потому остается открытым.

В отличие от предыдущих работ на рисунках 1 и 2 представлены зависимости намагниченности насыщения M_s от температуры в более широком интервале температур. Линии на рисунках проведены в соответствии с упрощенной функцией Бриллюэна вида $M_s(T) = M_s(0)[1-(T/T_C)^n]$. Аппроксимирующие выражения приведены на рис. 1 и 2. Видно, что в образцах присутствуют 3 различных магнитных фазы. Низкотемпературная фаза (T_C≈30 K) отвечает соединению MnSi. Хвост при высоких температурах, по-видимому, связан с суперпарамагнитными наночастицами, чье наличие следует из данных сканирующей электронной микроскопии (их больше всего в образце 211210).

Для анализа высокотемпературной (наиболее интересной) фазы методами просвечивающей электронной микроскопии была исследована микроструктура пленки 260412. Как видно из рис.1, эта пленка обладает фазой с T_c > 300 K и сходной с ранее исследованными образцами [4] зависимостью M_s (T).

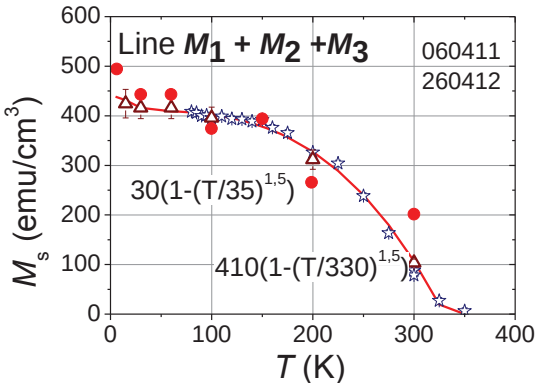


Рисунок 1. Зависимость $M_s(T)$ для образцов 060411 и 260412 (красные точки), его значения M_s умножены на 3.

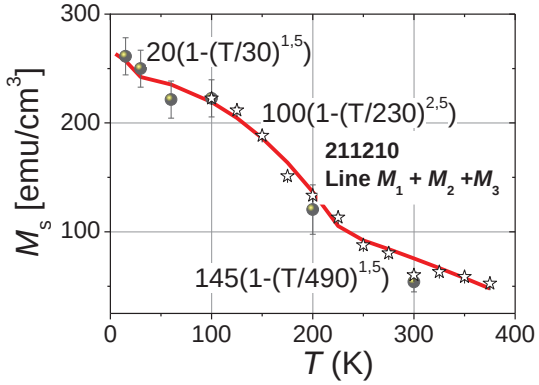


Рисунок 2. Зависимость M_s (T) для образца 211210.

Показано, что состав пленки неоднороден по толщине, что согласуется с ранее проведенными измерениями РФЭС. Пленка имеет колонковую микроструктуру. Колонки состоят из округлых кристаллических частиц соединения $Mn_{1,5}Si_{0,5}$ размером 2-5 нм. Между колонками находится аморфный Mn_xSi_y. Ферромагнетизм определяется, по-видимому, магнитным моментом колонок, взаимодействующих между собой через парамагноны Mn_xSi_y (стонеровское усиление ФМ) [5].

Литература

1. В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон и др. // ЖЭТФ, 127, 838 (2005).
2. A.V. Kochura, B.A. Aronzon, K.G. Lisunov et al. // JAP, 113, 083905 (2013).
3. B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, S.N. Nikolaev, et al. // PRB, 84, 075209 (2011).
4. В.В. Рыльков, С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов, Б.А. Аронзон и др. // Письма в ЖЭТФ, 96, 272 (2012).
5. V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, et al. // PRB, **83**, 035201 (2011).

Магнитные свойства нанооостровов пермаллоя $Fe_{20}Ni_{80}$

А. В. Багдинов[1,*], Н. Н. Ковалева[1], О. Ступаков[2], Ф. А. Пудонин[1], М. Г. Петрова[1], А. Дейнека[2], Е. И. Демихов[1]

1 Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991, Российская Федерация

2 Институт физики Академии наук Чешской Республики, На Слованце 2, Прага 8, 182 21, Чешская Республика

* bagdinov@lebedev.ru

Экспериментально исследованы магнитные свойства островковых плёнок пермаллоя $Fe_{20}Ni_{80}$ в параллельной и перпендикулярной геометрии приложенного внешнего магнитного поля. Обнаружен переход суперпарамагнетик-ферромагнетик при увеличении толщины плёнок с образованием бесконечного перколяционного кластера, когда острова $Fe_{20}Ni_{80}$ начинают соприкасаться друг с другом.

Введение

Растущий прикладной потенциал нанометровых плёнок, в частности тонких плёнок на основе пермаллоя $Fe_{20}Ni_{80}$, а также фундаментальные проблемы магнитных явлений в системах металлических магнитных нанооостровов обусловливают большой интерес к исследованию этих систем. Электронные, магнитные свойства нанометровых плёнок на основе пермаллоя существенным образом зависят от их толщины. Так, при изменении толщины плёнок от 1 до 80 нм было обнаружено значительное изменение их магнитных свойств, являющееся следствием размерного перехода 2D–3D [1].

Особенный интерес вызывают магнитные свойства ультратонких плёнок $Fe_{20}Ni_{80}$, когда они представляют собой разупорядоченную систему из нанооостровов. Ранее в [2] в островковых слоях CoFe было обнаружено суперпарамагнитное состояние при эффективных толщинах $d < 1.2$ нм, а для толщин $d \sim 1.3 – 1.5$ нм наблюдался переход в суперферромагнитное состояние. Предполагается, что в островковых плёнках $Fe_{20}Ni_{80}$ также могут наблюдаться подобные переходы в том же диапазоне толщин. В данном сообщении представлены результаты исследования намагниченности сверхтонких островковых плёнок $Fe_{20}Ni_{80}$, эффективная толщина которых изменялась от 0.8 до 2.0 нм.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы представляли собой островковые слои (до 2.0 нм) $Fe_{20}Ni_{80}$, осаждённые методом RF-распыления на диэлектрическую подложку (ситалл), закрытые защитным слоем Al_2O_3 толщиной 2.1 нм (рисунок 1).

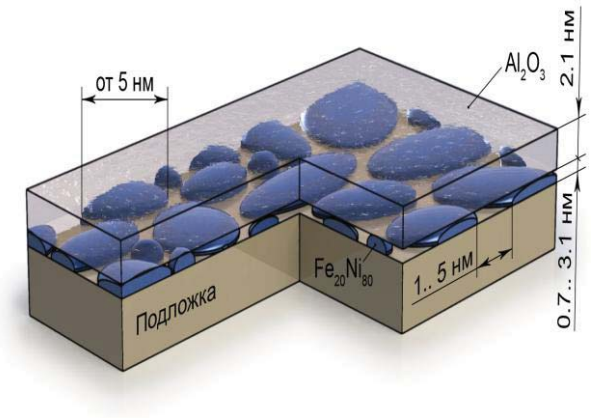


Рисунок 1. Схема монослоя пермаллоя $Fe_{20}Ni_{80}$.

На СКВИД-магнитометре (MPMS XL 7T) нами были изучены температурные ($2 K < T < 300 K$) и полевые ($0 T < H < 7 T$) зависимости намагниченности островковых плёнок $Fe_{20}Ni_{80}$, имеющих различную эффективную толщину слоя пермаллоя (0.8 нм, 1.1 нм, 1.6 нм, 1.8 нм, 2.0 нм), в параллельной и перпендикулярной геометрии приложенного внешнего магнитного поля.

Результаты и обсуждение

На рисунке 2 приведены полевые зависимости намагниченности M исследуемых плёнок $Fe_{20}Ni_{80}$ с различной эффективной толщиной, измеренные при $T = 10 K$ и полученные после вычитания парамагнитного фона массивной положки (предполагается, что вкладом диамагнитного слоя Al_2O_3 можно

пренебречь). Из этих данных следует, что абсолютная величина намагниченности плёнок, имеющих толщину 0.8 нм, 1.1 нм и 1.6 нм, значительно больше (примерно на два порядка) в перпендикулярном направлении, чем в плоскости. Также было обнаружено (например, при магнитном поле H = 6 Тл), что зависимости для абсолютного значения намагниченности, измеренной в плоскости образца и в перпендикулярном направлении, имеют противоположные тенденции. Действительно, в перпендикулярном направлении величина намагниченности сначала растет, а затем уменьшается с увеличением толщины магнитного слоя пермаллоя и в плёнках пермаллоя толщиной 1.8 нм, 2.0 нм падает практически до нуля.

В плоскости же образца абсолютная величина намагниченности сначала падает, а затем растет, достигая максимального значения в плёнках пермаллоя толщиной 2.0 нм. Такое поведение намагниченности в магнитном поле связывается нами с переходом суперпарамагнетик-ферромагнетик при увеличении толщины плёнок и образованием бесконечного перколяционного кластера, когда острова FeNi начинают соприкасаться друг с другом (рисунок 1, [1]). Отметим, что примерно в том же диапазоне толщин происходит перколяционный переход в островковых слоях CoFe [2].

Заключение

Ранее для объяснения однонаправленной анизотропии в многослойных островковых системах было выдвинуто предположение о формировании в островковых структурах особых квазистационарных вихревых магнитных состояний [3]. Основной их особенностью является распределение намагниченности не в отдельных нанооствровах, а по некоторому множеству нанооствровов и возникновение магнитного момента в центре такого вихря (кора), направленного перпендикулярно плоскости образца. Возможность существования таких состояний косвенно подтверждается нашими измерениями на СКВИД-магнитометре.

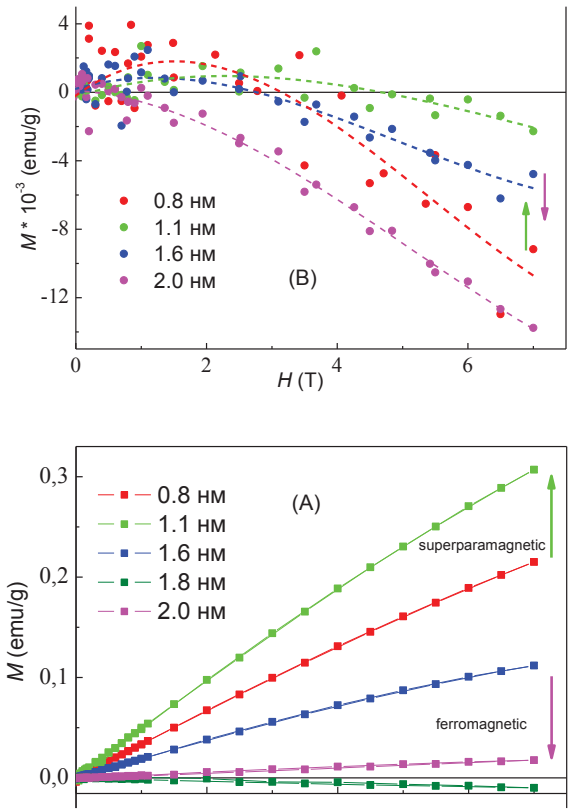


Рисунок 2. Зависимость намагниченности M от магнитного поля H (при 10 K) для монослоев $Fe_{20}Ni_{80}$ различных толщин, ориентация перпендикулярно плоскости образца (A) и в плоскости образца (B).

Литература

1. J. M. Talmadge, J. Gao, M. P. Riley *et al.* // Appl. Phys. Lett., 84, 4197 (2004).
2. J.B. Sousa, J.A. Santos, R.F.A. Silva *et al.* // Appl. Phys., 96 (7), 3861 (2004).
3. A. P. Boltaev, F. A. Pudonin, I. A. Sherstnev // Appl. Phys. Lett., 102, 142404 (2013).

О минимизации привнесенной дефектности при изготовлении магнитоплазмонных кристаллов комбинированным ионно-лучевым методом

А. В. Беспалов[1, *], О. Л. Голикова[1], Н. Н. Новицкий[2], А. И. Стогний[2, §]

1 Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики (МГТУ МИРЭА), пр. Вернадского, 78, Москва, 125993.

2 ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072.

*bespaloval@mtu-net.ru, §stognij@ifttp.bas-net.by

Приведен метод получения типоряда 1D и 2D магнитоплазмонных кристаллов золото/феррогранат, где финиширование процесса травления периодического профиля в слое золота, предварительно формируемого травлением сфокусированным пучком ионов галлия, производится широким пучком ионов кислорода с энергией менее 400 эВ. Это позволяет минимизировать радиационные повреждения поверхности феррограната и корректировать высоту плазмонной решетки.

Введение

Гетероструктуры в виде периодической 1D- или 2D-решетки золота для возбуждения плазмонных колебаний на поверхности пленки феррит-граната (ФГ) называют магнитоплазмонными кристаллами, если в них изучаются магнитооптические эффекты. Известно, что травление фокусированными ионными пучками (ФИП) позволяет изготавливать периодические металлические решетки с наноразмерной точностью. Однако стандартные для ФИП пучки ионов галлия с энергией 30 кэВ вносят радиационные повреждения в ФГ через атомы отдачи золота и при торможении ионов галлия в ФГ, особенно на стадии завершения формирования дна профиля травления. Это деградационным образом сказывается на оптических и магнитных свойствах поверхностного слоя ФГ и затрудняет, в частности, исследование эффектов Керра и волноводных процессов.

Экспериментальные результаты

В докладе на конкретных структурах рассмотрено решение проблемы минимизации нарушений поверхности ФГ от привнесенных радиационных дефектов посредством применения пучка ионов кислорода с энергией 200 – 400 эВ для завершения процесса травления интерфейсной области дна 1D- (рис. 1, 2) или 2D-профиля травления в слое золота. При этом толщина стоп-слоя золота после ФИП-травления определяется средней глубиной залегания атомов отдачи золота. Так, при изготовлении плазмонной решетки золота высотой 120 нм на поверхность висмут-тулиевого граната толщиной от 0.5 до 4 мкм наносится ионным распылением пленка золота толщиной 140 нм. Далее на площадках размером до 200×200 мкм выполняется травление профиля ФИП на глубину 100 нм с заданным периодом плазмонной решетки от 300 до 800 нм и с паспортной точностью до 12 нм. На завершающей стадии пучком ионов кислорода с энергией 400 эВ удаляется стоп-слой золота толщиной 40 нм. Одновременно корректируется толщина неэкспонированной ФИПом части золота (высота плазмонной решетки) до заданных 120 нм, учитывая более высокую скорость травления структурнонарушенного стоп-слоя золота (рис. 3). В случае необходимости тонкой корректировки высоты плазмонной решетки или финишной зачистки дна профиля травления (поверхности ФГ) используется пучок ионов кислорода с энергией 200 эВ. Предложенный метод позволяет оптимизировать геометрические размеры магнитоплазмонных кристаллов и исследовать их на соответствие моделям, в которых определяющую роль играют граничные условия. Кроме того, при помощи широкого пучка ионов кислорода можно предварительно утонять пленки исходного ФГ до требуемой толщины медленным распылением до толщины 4 и 3 мкм, как это показано на рис. 3. Исследования оптических и магнитных свойств приведенных структур представлены в докладе А.Л. Чехова и др. на настоящей конференции.

Работа выполнена в рамках совместных грантов РФФИ-БРФФИ Ф12Р–141 и Ф12Р–142.

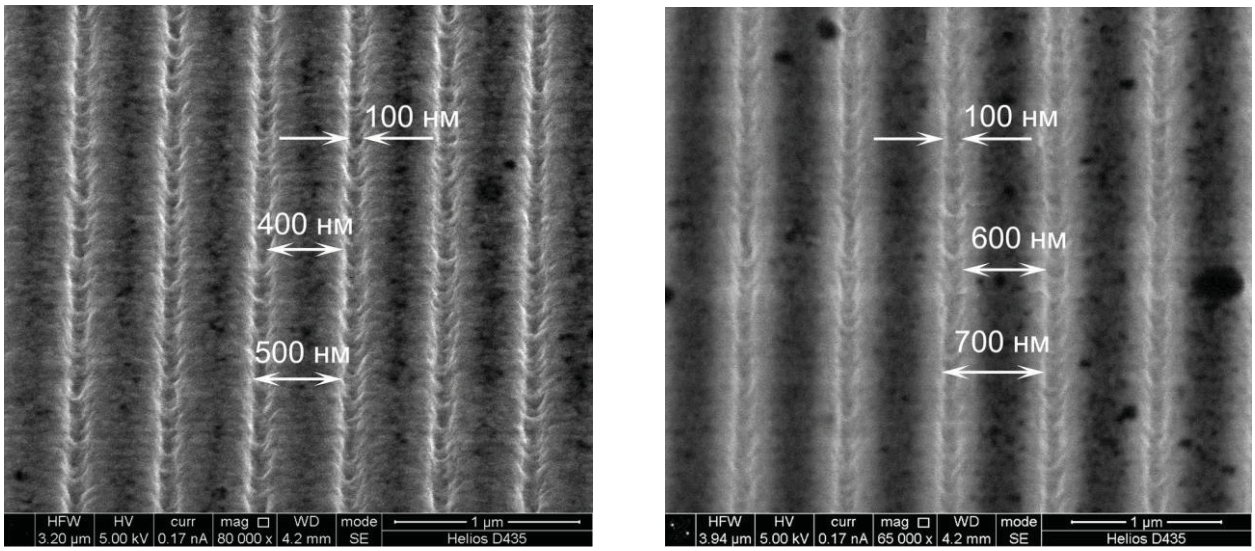


Рисунок 1. Примеры формирования ФИПом 1D-профиля травления в слое золота толщиной 140 нм на глубину 100 нм.

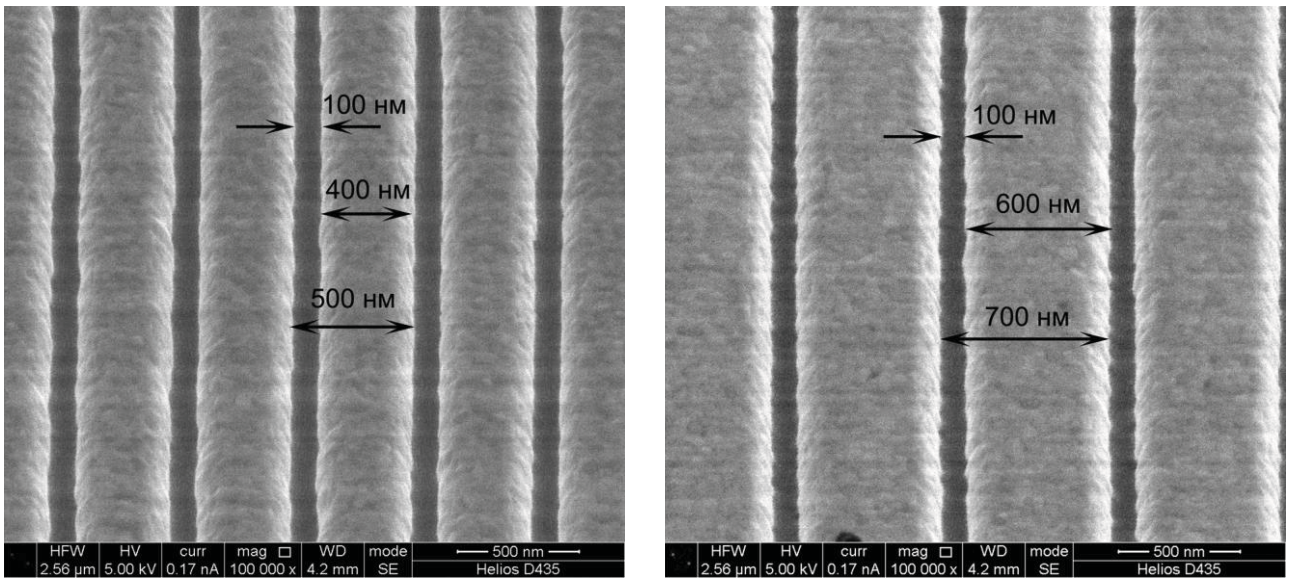


Рисунок 2. 1D магнитоплазмонные кристаллы, полученные после финишного распыления структур на рис.1 широким пучком ионов кислорода с энергией 300 эВ.

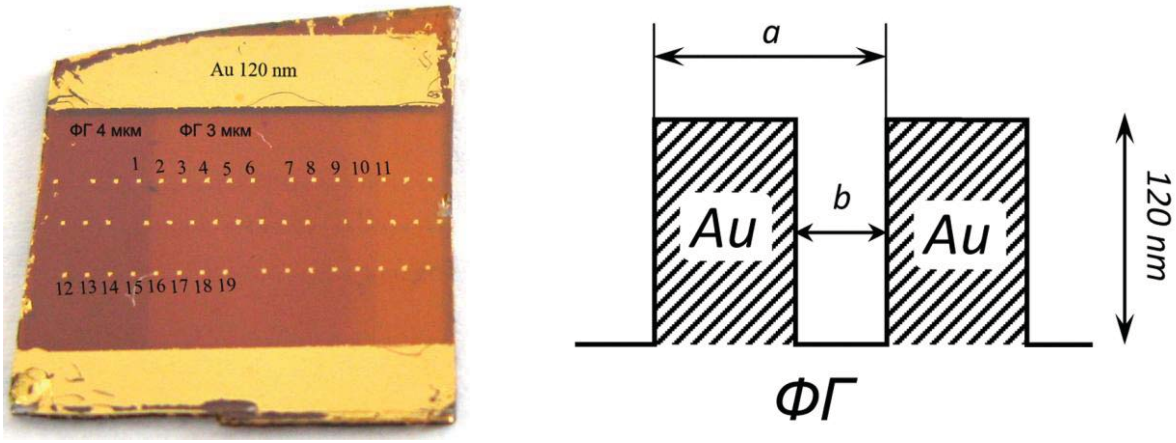


Рисунок 3. Внешний вид образца с типорядом 1D магнитоплазмонных кристаллов на пронумерованных площадках 200x200 мкм на пленке висмут-тулиевого граната с областями толщиной 4 мкм и 3 мкм.

Перемагничивание микро- и наноструктур при температурах, близких к температуре Кюри

А. А. Бухараев[1,2,*], Д. А. Бизяев[1], Т. Ф. Ханипов[1], Н. И. Нургазизов[1], А. П. Чукланов[1]

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

* a_bukharaev@mail.ru

Методом сканирующей зондовой литографии получены на непроводящих подложках ферромагнитные частицы и нанопроволоки. С помощью магнитно-силового микроскопа показано, что величина магнитного поля переключения частиц пермаллоя из состояния с однородной намагниченностью на противоположное по направлению уменьшается в несколько раз при увеличении температуры частиц от 300 до 650 К. При этом более чем в 3 раза уменьшается разброс полей переключения, что особенно важно при использовании эффекта термоассистируемого перемагничивания для записи магнитной информации. Определена температура Кюри нанопроволок Ni различного сечения, зафиксирована перестройка доменной структуры после протекания через них тока высокой плотности, нагревающего проволоку до температуры, близкой к температуре Кюри.

Введение

Изучению процессов перемагничивания ферромагнитных наноструктур при повышенных температурах в настоящее время уделяется большое внимание в связи с потенциальным использованием таких процессов для сверхплотной записи и хранения информации. Можно выделить две основные проблемы в этой области: 1) передача спинового момента от электронов спин-поляризованного тока магнитным атомам решетки (эффект STT) при температурах выше комнатной, 2) термоассистируемая магнитная запись (HAMR – Heat Assisted Magnetic Recording). HAMR — это метод записи с дополнительным нагревом сфокусированным светом импульсного лазера локальной области, коэрцитивная сила которой при нагреве понижается. Это позволяет локально перемагнитить нагретую область более слабым полем записывающей головки магнитного запоминающего устройства. Увеличения плотности записи можно достичь, если использовать не сплошные магнитные пленки, а среды в виде отдельно расположенных упорядоченных однодоменных ферромагнитных наночастиц. Технология HAMR позволяет достичь плотности записи магнитной информации до 10 Тбит/кв.дюйм [1].

Методы сканирующей зондовой микроскопии позволяют не только исследовать различные свойства наноструктур (морфологию, магнитные и электрические свойства), но и создавать такие структуры [2].

Результаты и обсуждение

Дальнейшее совершенствование используемого в работе метода сканирующей зондовой литографии (СЗЛ) позволило получить в сверхвысоком вакууме на непроводящих подложках структуры в виде никелевой нанопроволоки с контактными площадками, в которых нанопроволока имела различные заданные размеры (высота от 7 до 25 нм, ширина от 200 до 1000 нм, длина от 3 до 15 мкм). Кроме того, с использованием литографических масок, полученных методом СЗЛ, на подложках из диоксида кремния были получены структуры из упорядоченно расположенных субмикронных частицы пермаллоя (Ni 78%, Fe 22%) с размерами от 400x150 нм до 600x250 нм, высотой 14 нм.

С помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ) исследованы процессы перемагничивания частиц пермаллоя в интервале температур от 300 до 700 К. Показано, что магнитное поле переключения частиц пермаллоя из состояния с однородной намагниченностью на противоположное по направлению уменьшается с 695 до 225 Э при увеличении температуры частиц до 650 К. При этом более чем в 3 раза уменьшается разброс полей переключения. (рис. 1). Анализ экспериментальных и смоделированных МСМ-изображений, отражающих структу-

ру остаточной намагниченности в частицах, дает основание считать, что перемагничивание однородно намагниченных частиц сопровождается формированием в них промежуточного состояния с вихревой структурой.

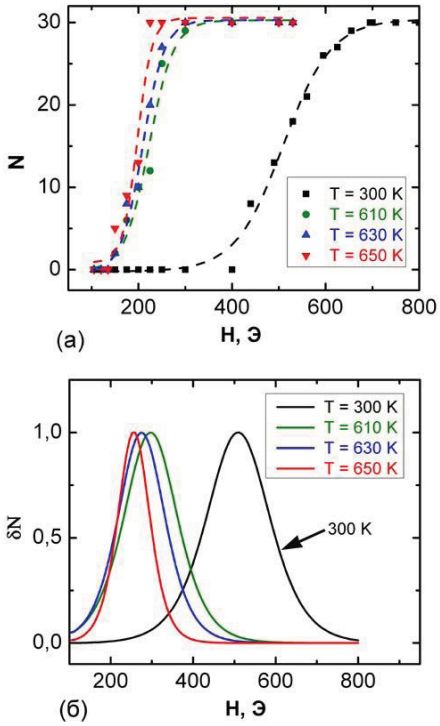


Рисунок 1. а — Изменение количества перемагнитившихся частиц пермаллоя при увеличении температуры; б — распределение полей переключения частиц при различных температурах.

Для оценки температуры Кюри никелевых нанопроволок различного сечения и длины использовался разработанный ранее оригинальный метод, основанный на регистрации фазового перехода никелевой проволоки из ферромагнитного в парамагнитное состояние, индуцированного током высокой плотности [3]. Данные о температуре Кюри, полученные для нанопроволок Ni различного сечения, имели большой разброс (от 500 К до 700 К). В связи с этим экспериментальная установка на базе высоковакуумного микроскопа Solver HV была модернизирована для регистрации зависимости сопротивления никелевой нанопроволоки от ее температуры (без ее нагрева проходящим током). Это позволило по изгибу на кривой зависимости сопротивления от температуры (рис. 2) оценить температуру Кюри как для нанопроволок, так и для сплошных пленок Ni. Из сравнения температуры Кюри для нанопроволок и пленок одинаковой высоты было установлено, что основным фактором, приводящим к сильному разбросу значения температуры Кюри, являлась погрешность в измерении температуры образца. Система измерения температуры была усовершенствована, после чего было установлено, что для проволок Ni высотой от 7 нм и шириной от 200 нм температура Кюри составляет 620 К (±25 К), что согласуется с данными о температуре Кюри для пленок толщиной свыше 5 нм и для массивного Ni (630 К). С помощью МСМ были получены данные о перестройке доменной магнитной структуры Ni нанопроволок под воздействием тока. Для проволок шириной от 250 до 500 нм наблюдалась многодоменная (полосатая) структура с намагниченностью доменов перпендикулярно оси проволоки. За счет пропускания импульса тока пилообразной формы и одновременной регистрации ВАХ определялся критический ток (J_{cr}), при котором происходит нагрев проволоки до температуры Кюри. Перестройка магнитной структуры в таком образце начиналась при плотности тока 73% от J_{cr}. При этом наблюдалось изменение намагниченности только одного из магнитных доменов. Воздействие импульса тока выше J_{cr} приводило к существенному изменению всей магнитной структуры нанопроволоки.

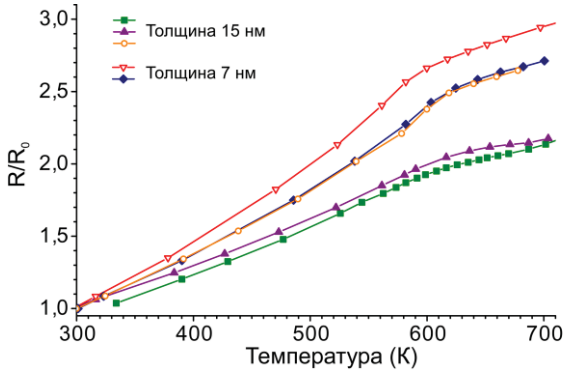


Рисунок 2. Изменение сопротивления нанопроволоки никеля различной толщины при нагреве.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 12-02-00820) и программ Российской академии наук.

Литература

1. Y. Inaba H. Nakata, D. Inoue // Fuji Electric Review, V. 57, 42 (2011).
2. Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, Д.В. Лебедев, Н.И. Нургазизов, Т.Ф. Ханипов // Письма в ЖТФ, Т. 38, 8 (2012).
3. Н.И. Нургазизов, Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, В.Н. Лисин, А.П. Чукланов // Письма в ЖЭТФ, Т. 97, 161 (2013).

Создание и исследование магнитных туннельных контактов

С.Н. Вдовичев[1,2,*], Б.А. Грибков[1], А.Ю. Климов[1], Д.А. Павлов[2], В.В. Рогов[1], А.А.Фраерман[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

*vdovichev@ipmras.ru

Представлены результаты по созданию и исследованию магнитных туннельных контактов с одним и двумя туннельными барьерами.

Интерес к гальваномагнитным свойствам многослойных материалов, содержащих ферромагнитные слои, обусловлен возможностью их применения для создания новых устройств записи и хранения информации [1]. В данной работе представлены результаты по созданию и исследованию магнитных туннельных контактов с одним и двумя туннельными барьерами.

Многослойные структуры $CoFe/AlO_x/CoFe$ и $CoFe/AlO_x/CoFe/AlO_x/CoFe$ изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере Ar при остаточном давлении в камере ~ $5*10^{-8}$ Торр на высоковакуумную многокамерную напылительную установку "Аврора" (США). Туннельный барьер формировался с помощью плазменного окисления тонкого слоя Al. Перед напылением многослойной структуры на кремниевую подложку наносилась металлическая пленка (Ta/Pt) толщиной ~ 25-50 нм, выполняющая функции «нижнего» электрода. Сверху структуры наносился слой Pt, к которому присоединялся верхний электрод системы. В ходе структурного анализа изготовленных многослойных структур было установлено, что подводящие электроды с большой толщиной могут приводить к кристаллизации рабочих магнитных слоев и как следствие к появлению дефектов в магнитных слоях и туннельном диэлектрическом слое. На рис.1 представлено изображение поперечного среза туннельного магнитного контакта многослойной структуры, полученного на уменьшенном до 25 нм подводящем электроде.

Изготавливаемые по данной методике контакты имеют магнитосопротивление 8–16%, предварительный отжиг многослойной структуры при 400 ºС в течение часа увеличивает магнитосопротивление на 1%.

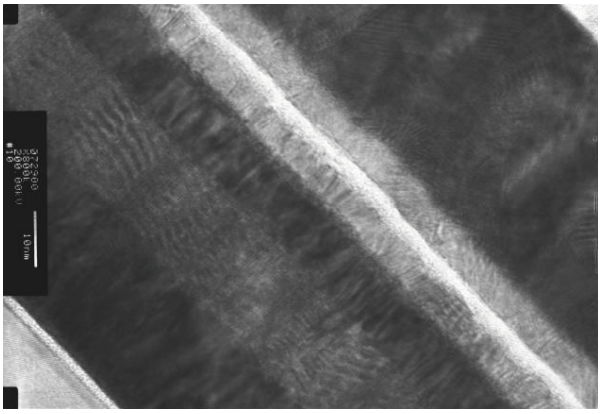


Рисунок 1. Изображение поперечного среза туннельного магнитного контакта многослойной структуры $Ta(3)/Pt(25)/Ta(25)/Pt(10)/Ta(3)/Fe_3Ni(1)/CoFe(10)/AlO_x(1.5)/CoFe(10)/Pt(50)$, снятые при различном увеличении

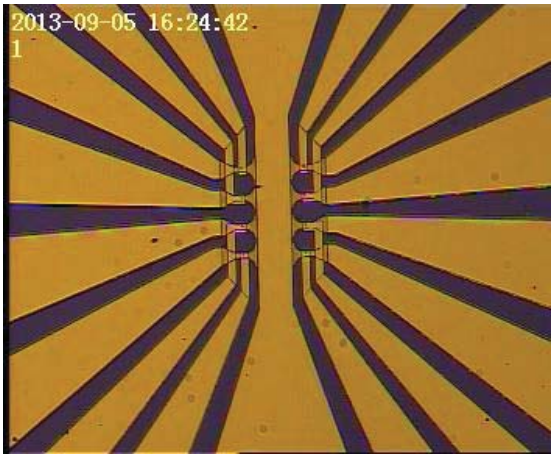


Рисунок 2. Микрофотография линейки, включающей восемь туннельных магнитных контактов с системой электродов для подачи перемагничивающего импульса тока и измерения сопротивления

Для создания контактов с возможностью сохранения информации вводился дополнительный пиннингующий слой. На рис. 2 представлено изображение линейки из 8 контактов, с возможностью

записи информации на каждый элемент в отдельности. Послойное совмещение проводов записи и считывания при формировании рисунка осуществлялось с помощью установки лазерной литографии Heidelberg (Германия) μPG101.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Министерства образования и науки Российской Федерации, использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН, по программе «Нижегородский национальный исследовательский университет им. Н.И. Лобачевского».

Литература

1. Jian-Gang Zhu // Proceedings of IEEE, V.96, N.11, 1786 (2008).

Микромагнитное моделирование ферромагнитного резонанса в массивах взаимодействующих наночастиц

Р.В. Горев*, Е.В. Скороходов, Г.В. Астрецов, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия
*roma_valerievich@mail.ru

В работе приводятся результаты микромагнитного моделирования особенностей ферромагнитного резонанса (ФМР) в системе взаимодействующих ферромагнитных эллиптических наночастиц $Ni_{80}Fe_{20}$.

Моделирование проводилось с использованием пакета OOMMF (Object Oriented MicroMagnetic Framework, NIST, USA) [1]. Расчеты проводились для дисков из пермаллоя ($Ni_{80}Fe_{20}$, намагниченность насыщения M_s = 800 Гс, константа обменного взаимодействия $A = 13 \times 10^{-12}$ Дж/м, параметр затухания $\alpha = 10^{-4}$) эллиптической формы с размерами $100 \times 200 \times 15$ нм. Возбуждение колебаний намагниченности производилось переменным магнитным полем $\vec{B}_{\sim}$ амплитудой 10 Э. В численном эксперименте регистрировались зависимости среднего квадрата амплитуды колебаний P от частоты (АЧХ).

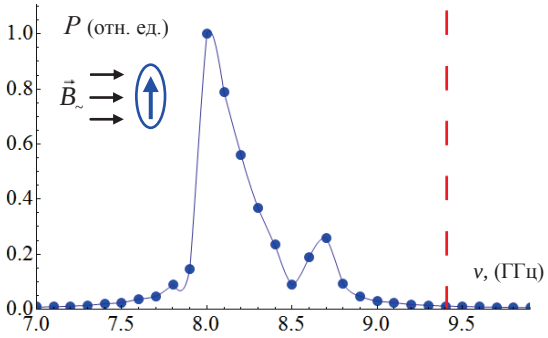


Рис. 1. Нормированная АЧХ одиночного диска. Резонансная частота, рассчитанная в простой модели анизотропной сферической частицы, показана красной линией.

На рис. 1 приведена АЧХ одиночного диска. Возбуждение колебаний производилось полем, перпендикулярным оси анизотропии нанодиска. В спектре колебаний наблюдаются две моды, одна из которых (8 ГГц) соответствует когерентной прецессии намагниченности (однородная мода), другая (8.7 ГГц) связана с неоднородными колебаниями намагниченности частицы (неоднородная мода) [2, 3]. Для сравнения на рисунке красной линией показана резонансная частота однородной прецессии, рассчитанная на основе простой модели однородно намагниченной сферической частицы со встроенной анизотропией, соответствующей анизотропии формы эллиптического диска.

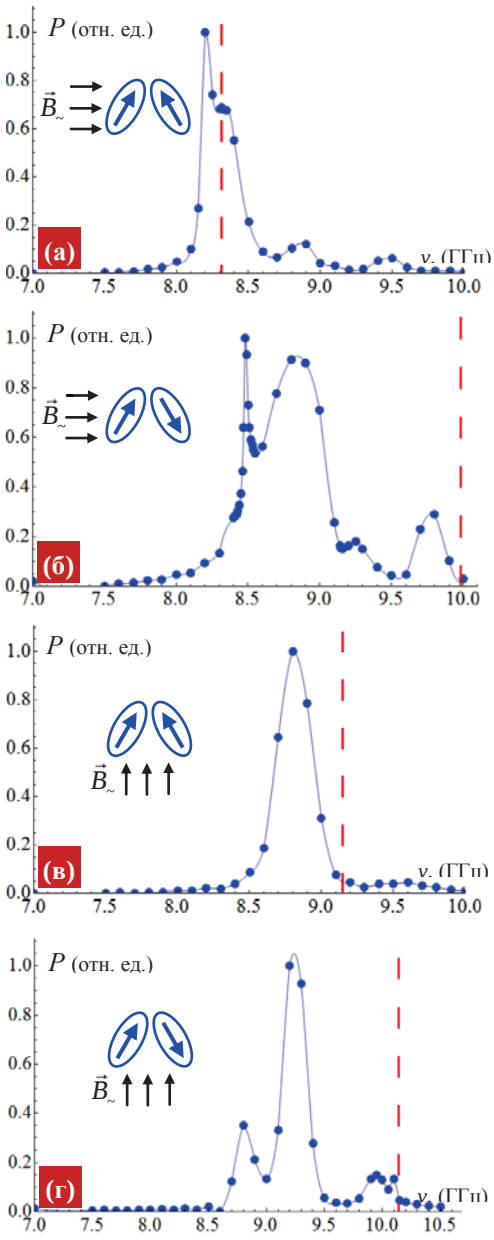


Рис. 2. АЧХ системы двух дисков в различных магнитных состояниях и при различных способах возбуждения колебаний.

Было проведено моделирование АЧХ в системе из двух взаимодействующих нанодисков, расположенных под углом 60° друг к другу (рис. 2). Расстояние между центрами дисков составляло 200 нм.

Из приведенных результатов видно, что резонансная частота, рассчитанная по простой модели анизотропных сфер, достаточно хорошо совпадает по порядку величины с частотой моды однородной прецессии намагниченности диска. Несовпадение данных частот и уширение спектра, по-видимому, связано с тем, что вблизи границы диска наблюдается отклонение распределения намагниченности от однородного, что приводит к тому, что основная мода становится квазиоднородной, и дополнительно появляется высокочастотная неоднородная мода (рис. 1) [2].

В системе двух взаимодействующих дисков существуют две возможные взаимные ориентации средних магнитных моментов («голова к голове» или «голова к хвосту»), которые имеют различные спектры ФМР. Как видно из рис. 2а, взаимодействие двух дисков приводит к расщеплению ФМР-спектра на четыре коллективные моды. Переключение одной из частиц (образование конфигурации «голова к хвосту») приводит к сдвигу спектра в область высоких частот (рис. 2б).

Кроме того, вид АЧХ (рис. 2) существенно зависит от условий возбуждения (направления внешнего высокочастотного поля). Спектр ФМР системы, состоящей из двух протяженных дисков, имеет бесконечное количество мод спин-волнового резонанса. Направление внешнего СВЧ-поля определяет то, какие именно моды будут возбуждаться и с какой интенсивностью. Так, например, при направлении внешнего поля, представленном на рис. 2(а, б), однородные колебания намагниченности каждой частицы происходят в фазе (акустическая квазиоднородная мода). При другом направлении поля (рис. 2(в, г)) возбуждаются однородные оптические коллективные моды (колебания намагниченности в противофазе). Коллективные неоднородные моды имеют очень сложное распределение намагниченности, и, следовательно, коэффициент возбуждения каждой моды сложным образом зависит от направления внешнего поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программ Президиума РАН и Министерства образования и науки Российской Федерации.

Литература

1. M.J. Donahue and D.G. Porter - OOMMF (http://http//math.nist.gov/oommf).
2. С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев // Письма в ЖЭТФ, **88**, 534 (2008).
3. R. Adam, Yu. Khivintsev, R. Hertel et al. // J. Appl. Phys., 101, 09F516 (2007).

Создание многослойных магнитных систем, состоящих из плёнок с конкурирующими направлениями анизотропии

Н. С. Гусев[1,*], А. А. Фраерман[1, §], П. А. Юнин[1], А. Е. Пестов[1], С. А. Чурин[1], В. В. Рогов[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*gusevns@bk.ru, §andr@ipm.sci-nnov.ru

Методом магнетронного напыления получены многослойные структуры $(CoPt)_n$ /Pt/Co. Толщины плёнок кобальта подобраны таким образом, что многослойная структура из n периодов $(CoPt)_n$ обладает анизотропией «легкая ось», а плёнка кобальта, являясь достаточно толстой, имеет анизотропию «легкая плоскость». Показано, что остаточная намагниченность после намагничивания в перпендикулярном к поверхности плёнки направлении составной системы $(CoPt)_n$ /Pt/Co близка к нулю. Удаление (ионное травление) верхнего, «толстого» слоя кобальта приводит к восстановлению петли изолированной многослойной структуры $(CoPt)_n$, характеризующейся остаточной намагниченностью, равной намагниченности насыщения.

Введение

В работе [1] предложен способ создания скирмионной решетки в плёнке с «перпендикулярной» анизотропией. Суть этого предложения сводится к стабилизации скирмиона в одноосной магнитной плёнке за счет обменной связи с вихревой магнитной частицей, расположенной на её поверхности. Для реализации этого предложения необходимо, во-первых, создать многослойную структуру, состоящую из плёнок с анизотропией «легкая ось» и «легкая плоскость» с обменной связью между ними. Во-вторых, методами электронной литографии из «легкоплоскостной» плёнки получить решётку наночастиц с вихревым распределением намагниченности. Данная работа направлена на создание многослойной магнитной системы, состоящей из плёнок с конкурирующими направлениями анизотропии. В качестве «легкоосной» подсистемы мы использовали многослойную структуру, состоящую из сверхтонких (< 1нм) плёнок кобальта, разделенных прослойками платины. Известно [2], что для такой структуры ось лёгкого намагничивания направлена перпендикулярно поверхности плёнок. В качестве «легкоплоскостной» плёнки использовалась достаточно толстая (> 3.5 нм) плёнка кобальта, отделенная от «легкоосной» подсистемы прослойкой платины, толщина которой регулирует величину взаимовлияния двух подсистем. Для других задач такой способ использован в работе [3].

Экспериментальные результаты

Магнитные многослойные плёнки типа «лёгкая ось», в которых намагниченность направлена перпендикулярно поверхности образца Ta (10 нм)\Pt(10 нм)\(Co\Pt)5, были получены путём магнетронного распыления отдельных мишеней Ta, Co и Pt в атмосфере аргона при остаточном давлении 10^{-5} Тор. Давление в камере с аргоном 10^{-3} Тор. В качестве подложки использовался кремний или кварц. Толщина слоёв Co и Pt в многослойной структуре варьировалась от 0.5 до 1 нм и от 0.5 до 1.5 нм соответственно. Контроль толщины полученных структур осуществлялся при помощи малоугловой рентгеновской дифрактометрии на длине волны $\lambda = 0.154$ нм. Измерения кривых намагничивания проводились методом, основанным на измерении поворота плоскости поляризации — магнитооптическом эффекте Керра (полярная и меридиональная геометрии, $\lambda = 632$ нм).

Наши исследования показали:

– оптимальные толщины для получения структуры с перпендикулярной анизотропией – $h_{Co} = 0.5$ нм, $h_{Pt} = 1$ нм. Петля гистерезиса для образца с такими параметрами приведена на рисунке 1а (магнитное поле перпендикулярно поверхности образца). При увеличении толщины кобальта петля сужается, и остаточная намагниченность обращается в ноль при $h_{Co} > 1$ нм.

– оптимальное количество периодов в структуре равно пяти, увеличение количества периодов при-

водит к разрушению состояния с перпендикулярной анизотропией.

– напыление на многослойную структуру «толстой» (> 3.5 нм) плёнки кобальта, отделенной от «легкоосной» подсистемы прослойкой Pt толщиной менее 1.5 нм, приводит к отсутствию остаточной намагниченности после намагничивания в перпендикулярном к поверхности плёнки направлении (рис.1б).

– удаление (ионное травление) верхнего, «толстого» слоя кобальта приводит к восстановлению петли изолированной многослойной структуры $(CoPt)_n$, характеризующейся остаточной намагниченностью, равной намагниченности насыщения (рис.1в).

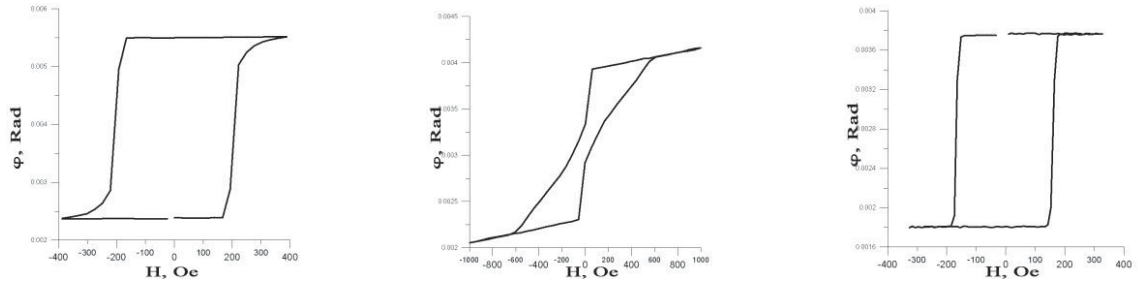
Заключение

Проведённые исследования показывают, что созданные многослойные магнитные системы, состоящие из плёнок с конкурирующими направлениями анизотропии, могут быть использованы для получения решеток скирмионов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

Литература

1. L. Sun, R.X. Cao, B.F. Miao, *et al.* // PRL, V. 110, 167201 (2013).
2. R. Krishan, M. Porte, M. Tessier // IEEE Trans. Magn., V. 26(5), p.2727-2729 (1990).
3. W.J. Gong, W. Liu, X.H. Liu, *et al.* // JAP, V. 109, 043906 (2011).



а б в

Рисунок 1. Петли гистерезиса для многослойных магнитных плёнок: а – $(Co/Pt)_5$ с толщинами $(0.5/1)_5$ нм, б – $(Co/Pt)_5/Co$ с толщинами $(0.5/1)_5/10$ нм, в – $(Co/Pt)_5/Co$ после удаления верхнего «толстого» слоя кобальта ионным травлением.

Комплексная диагностика магнитных наноструктур

С.Н. Вдовичев[1], С.А. Гусев[1,*], Н.В. Смирнов[2] , Д.А. Татарский[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

*gusev@ipmras.ru

В докладе приведены результаты экспериментальных исследований, посвященных изучению влияния кристаллической микроструктуры на магнитные свойства систем на основе сверхтонких (~10 нм) ферромагнитных пленок. Методами просвечивающей электронной микроскопии исследована структура пленок пермаллоя, кобальта, CoFe. Диагностика магнитных свойств этих систем проводилась магнитооптическими и МСМ методами. В ходе исследований изучалась корреляция между условиями получения магнитных пленок, их структурными и магнитными характеристиками.

Введение

Основой всех структур, формируемых в ИФМ РАН для исследований в области наномагнетизма, являются сверхтонкие магнитные слои (толщиной от ~0.5 нм), имеющие квазиаморфную или поликристаллическую структуру. Главный магнитный параметр таких пленок — это коэрцитивная сила, которая определяет их применимость в том или ином эксперименте или техническом устройстве. Для материалов с фиксированным составом коэрцитивность является сильно чувствительной характеристикой к таким параметрам, как кристаллическая структура, размер, морфология и взаимная ориентация зерен поликристалла, величина упругих напряжений в пленке. Важным моментом является и тот факт, что средний размер зерен наших магнитных пленок соизмерим с характерными магнитными масштабами материала (обменная длина, толщина доменной стенки), что также определяет магнитную структуру и свойства создаваемых систем. В недавней работе [1] мы экспериментально продемонстрировали, что магнитные свойства пленок и формируемых на их основе структур зависят от размеров кристаллических зерен, величиной которых можно управлять, нанося на подложку под ферромагнитную пленку дополнительные буферные слои различных материалов толщиной ~1 нм. Таким образом, для получения детальной информации о взаимосвязи между магнитными и структурными характеристиками материала прежде всего необходимо знание о степени поликристалличности металлического слоя (наличие или отсутствие текстуры) и функции распределения зерен по размерам. При характерных размерах зерен в наших пленках 1 – 100 нм наиболее прямым способом определения формы, ориентации и распределения по размерам кристаллитов является просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ). В данном докладе приведены первые экспериментальные результаты по изучению структурных характеристик сверхтонких магнитных пленок.

Методика эксперимента и результаты

Для отработки методики структурных исследований были выбраны магнитомягкие пленки толщиной от 10 до 30 нм, полученные магнетронным напылением из пермаллоя и сплава CoFe (50% кобальта и 50% железа). Кривая намагничивания плёнок, нанесенных на Si подложки, снималась путем измерения угла вращения плоскости поляризации для излучения He-Ne-лазера с рабочей длиной волны 633 нм в меридиональной геометрии эксперимента. Структурные характеристики слоев изучались с использованием электронного микроскопа LIBRA 200MC. Для электронно-микроскопических исследований применялись прозрачные для электронов подложки (коммерчески доступные мембраны Si_3N_4) толщиной 100 нм, на которые магнитный материал осаждался в одном цикле с нанесением пленки на кремний. Тестовые кривые намагничивания, полученные от пленок CoFe толщиной 20 нм с буферным слоем пермаллоя толщиной 1 нм, нанесенных на мембрану и Si подложку, качественно отличались незначительно и показывали близкие значения коэрцитивности около 20 Oe. Для защиты от окисления сверху на металлические пленки наносился слой Si толщиной около 5 нм.

Размер кристаллических зерен определялся по нескольким темнопольным ПЭМ-изображениям, полученным с использованием наиболее сильного рефлекса (1 1 0) и (2 0 0) при разных положениях объективной диафрагмы. Объединенная темнопольная микрофотография представлена на рис. 1а, где цветом отображены области когерентного рассеяния, полученные с разных микрофотографий. На рис. 1б представлено полученное из этого изображения распределение по размеру кристаллитов для пленки CoFe.

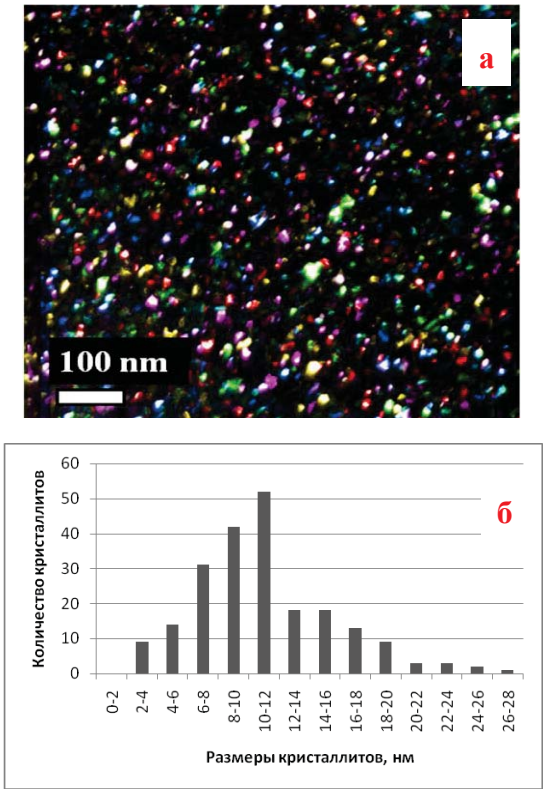


Рисунок 1. Суммарное темнопольное микроизображение пленки CoFe, полученное путем объединения 5 различных микрофотографий, (а) и распределение кристаллических зерен по размерам (б).

При таких размерах кристаллов в пленке CoFe выполняется условие слабой случайной анизотропии, т.е. в ней существует дальний порядок намагниченности, который можно охарактеризовать ферромагнитной длиной корреляции [1], размер которой составляет около 400 нм для данного образца. Какой-либо преимущественной ориентации кристаллических зерен этого слоя выявлено не было. Пленка CoFe является поликристаллической: на микродифракционной картине присутствуют все разрешенные для ОЦК-фазы рефлексы (рис. 2а), и их интенсивности качественно совпадают с табличными значениями. Из этой же пленки на мембране с помощью остро фокусированных ионных пучков Ga^+ были сформированы латерально упорядоченные субмикронные частицы разной формы для МСМ-экспериментов. В результате было обнаружено, что даже кратковременное воздействие на пленку ионным пучком с очень малой дозой приводит к изменениям кристаллической структуры. Изменяется фазовый состав (на микродифракционных изображениях появляются дополнительные кольца – рис.2б, которые пока не идентифицированы), и размер кристаллических зерен пленки заметно увеличивается. На рис.2в приведена светлопольная микрофотография, где хорошо видна граница области, подвергшейся ионному облучению. При этом заметного изменения толщины магнитной пленки (которая оценивалась по спектрам характеристических потерь электронов) зафиксировано не было. Для объяснения обнаруженного эффекта требуется проведение дополнительного анализа.

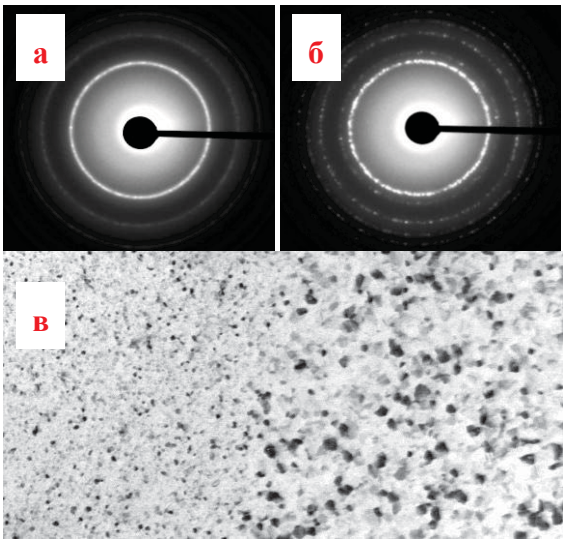


Рисунок 2. Микродифракция (**а,б**) и светлопольная микрофотография от CoFe пленки: исходной (**а** и левый участок **в**) и после облучения ионами Ga^+ (**б** и правая зона).

Эксперименты проводились с использованием оборудования Центра коллективного пользования ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержке гранта фирмы «ОПТЭК» для поддержки молодых учёных, гранта РФФИ 14-02-00625а и программ РАН.

Литература

1. Гусев С.А., Татарский Д.А., Климов А.Ю и др. // Физика твердого тела, т. **55**, № 3. С. 435-439 (2013).

Магнитно-транспортные и магниторезонансные свойства металлических структур спинового клапана

Е.С. Демидов[1,*], Ю.А. Данилов[2], В.П. Лесников[2], А.В. Здоровейщев[2], А.В. Кудрин[2], В.В. Карзанов[1], Л.И. Бударин[1], Е.В. Скопин[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (ННГУ), просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, просп. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

*demidov@phys.unn.ru

Исследовались свойства ряда наноразмерных слоистых металлических структур спинового клапана $(Co_{90}Fe_{10}/Cu)_n$, сформированных электронно-лучевым методом. Приводятся результаты влияния условий синтеза, параметров слоёв и последующих термообработок в магнитном поле на отрицательное магнитосопротивление (ОМС) структур при продольном транспорте тока. С применением спектроскопии ферромагнитного резонанса прослежено изменение знака обменного взаимодействия между магнитными слоями в зависимости от условий формирования структур. Рост ОМС до 6% с последующим отжигом связывается с изменением мелкодисперсности поликристаллических слоёв CoFe.

К числу наиболее высокоэффективных инжекторов спин-поляризованных электронов относятся сплавы кобальта или никеля с железом [1-3]. В настоящей работе продолжено представленное ранее в [4] исследование ряда наноразмерных металлических структур спинового клапана с магнитными слоями сплава $Co_{90}Fe_{10}$ и немагнитной медной прослойкой, аналогичные гетероструктурам работ [2,3], но с применением альтернативной технологии – электронно-лучевого испарения. Приводятся новые результаты продольного отрицательного магнитосопротивления (ОМС) и обменного взаимодействия между магнитными слоями по данным ферромагнитного резонанса (ФМР).

Методика эксперимента

Как и в [4], структуры $(Co_{90}Fe_{10}/Cu)_n$ с n=(1-8) были выращены методом электронно-лучевого испарения в вакууме на установке Torr International. На подложку Si/SiO_2 или i-GaAs наносился буферный слой Cr при 160ºC, затем при 60ºC осаждались слои $Co_{90}Fe_{10}$, Cu в отдельных случаях в магнитном поле 100 Э. Последующие термические отжиги в магнитном поле 3 кЭ, приложенном вдоль плоскости образцов, производились в течение 1 часа в вакууме при температурах T_{an} до 350ºC. Для измерения ФМР, как и ранее, применялся спектрометр ЭПР EMX фирмы «Брукер». Измерения магнитосопротивления проводились дельта-методом с использованием Keithley 6221/2182A в гелиевом криостате Janis.

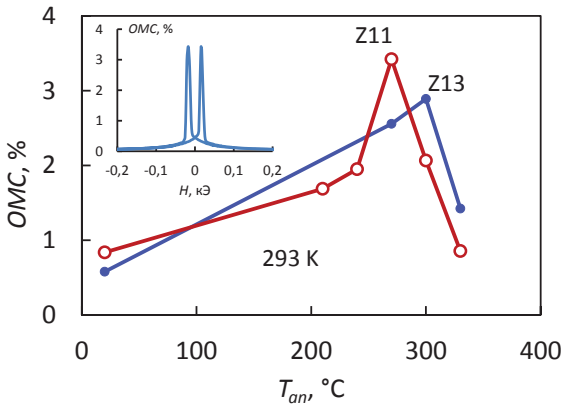


Рисунок 1. Зависимости ОМС структур Z11, Z13 от температуры отжига T_{an} в магнитном поле 3 кЭ. На вставке показано изменение ОМС Z11 с магнитным полем.

Результаты и обсуждение

Были синтезированы около двух десятков структур $(Co_{90}Fe_{10}/Cu)_n$ с различными n и толщиной слоев от 1.5 до 6.0 нм. Часть структур приведена в таблице 1. Как видно, структуры CoFe/Cu/CoFe показывают в 10-40 раз большее ОМС, чем у одиночного слоя CoFe. Максимум ОМС был получен для случая n=1 при толщине медной прослойки 3.5-4 нм, с разной толщиной слоёв CoFe, осаждённых в магнитном поле 100 Э и подвергнутых последующему отжигу в поле 3 кЭ. Увеличение числа периодов n или по-

пытки закрепить намагниченность одного из магнитных слоёв дополнительной антиферромагнитной прослойкой MnFe не привели к существенному увеличению ОМС. Как видно на рисунке 1, максимум ОМС 3.4% при комнатной температуре достигнут после последующего отжига в магнитном поле при 270ºС для образца Z11 и 2.9% при 300ºС для Z13. При 77 К ОМС достигало 5.5-6%. В обоих этих случаях осаждение слоёв CoFe производилось в магнитном поле 100 Э, толщины соседних магнитных слоёв отличались в два раза. Структуры являются магнитно-мягкими, коэрцитивная сила Z11 (вставка на рисунке 1) мала и составляет 17 Э. Большая часть изменения ОМС располагается в узком интервале ±25 Э. При понижении температуры до 77 К гистерезис возрастает до коэрцитивной силы ≈500 Э, большей части изменения ОМС в интервале ±1000 Э.

Таблица 1. Максимальные величины ОМС одиночного слоя $Co_{90}Fe_{10}$ и структур $(Co_{90}Fe_{10}/Cu/Co_{90}Fe_{10})_n$. В круглых скобках указана толщина слоёв в нанометрах. У части образцов в знаменателе дроби приведено ОМС после 270-300 ºС отжигов в магнитном поле 3 кЭ. ОМП - осаждение в магнитном поле.

№	Структура слоёв	ОМС, %	
		300K	77K
Z1	$[Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cu(2.3)]_8/Cr(2)$	0.4	2.6
Z2	$Co_{90}Fe_{10}(1.2)/Cr$	0.14	0.15
Z3	$[Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cu(1.5)]_8/Cr(2.4)$	0.2	1.6
Z4	$[Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cu(3)]_8/Cr(2)$	0.66	3.4
Z5	$[Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cu(3)]_2/Cr(2)$	0.25	2.16
Z6	$[Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cu(3.5)]_2/Cr(2)$	0.32	4.3
Z7	$[Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cu(6)]_2/Cr(2)$	0.48	1.48
Z8	$[Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cu(4.5)]_2/Cr(2)$	0.77	3.54
Z9	$[Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cu(4)]_2$	1.4	2.9
Z10	$Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cu(4)/$ $Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cr(2)$	1.8/0.8	4.8/1.2
Z11	$Co_{90}Fe_{10}(3)/Cu(3.7)/$ $Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cr(4)$ ОМП	0.8/3.4	2.93/5.5
Z12	$[Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cu(3.7)]_3/$ $Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cr(2.2)$	1.8	5.05
Z13	$Co_{90}Fe_{10}(3)/Cu(4)/$ $Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cr(2)$ ОМП	0.57/2.9	5.8/6.2

На рисунке 2 представлены спектры ФМР при 293 К структур Z11 $Co_{90}Fe_{10}(3)/Cu(3.7)/Co_{90}Fe_{10}(1.5)/Cr(4)$ после последующих отжигов при температурах T_{an} до 330ºС в магнитном поле для перпендикулярной и параллельной ориентаций плоскости образца относительно направления магнитного поля. Разная толщина магнитных слоёв позволила наблюдать акустическую и оптическую линии ФМР при параллельной ориентации образца. Правое положение оптической линии противофазной прецессии спинов в образце без дополнительного отжига свидетельствует о преимущественном ферромагнитном обменном взаимодействии между магнитными слоями. По мере роста T_{an}, вероятно, в результате кристаллизации происходит укрупнение зёрен в изначально мелкодисперсном поликристаллическом сплаве CoFe. Как видно на рисунке 2, оптическая и акустическая линии меняются местами после отжига при 270ºС, преимущественным становится антиферромагнитное обменное взаимодействие, соответствующее по большей части антипараллельной ориентации намагниченностей соседних слоёв, что способствует росту максимума ОМС.

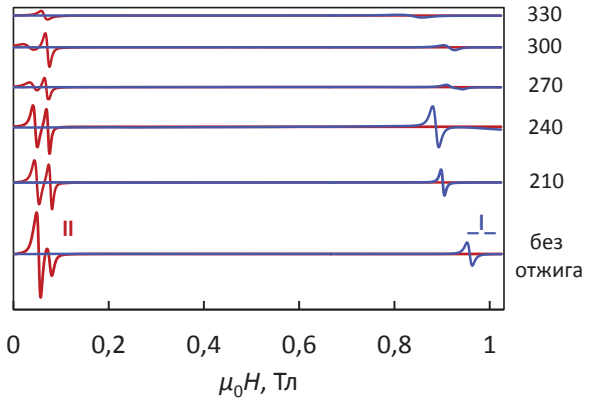


Рисунок 2. Спектры ФМР при 293 К структур Z11 после последующих отжигов в магнитном поле 3 кЭ для перпендикулярной (_I_) и параллельной (II) ориентаций плоскости образца относительно направления магнитного поля. Справа показаны величины T_{an} в градусах Цельсия.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-00855а, АВЦП РНП ВШ 2.1.1/2833, 2.1.1/12029, контрактом № 02.740.11.0672 по проекту «Кадры» с Министерством образования и науки.

Литература

1. H. Yamane, J. Mita, I. Koiwa M. Kobayashi // JMMM, V.198, 128 (1999).
2. M.A. Milyaev, L.I. Naumova, V.V. Proglyado, T.P. Krinitsina, V.V. Ustinov // Abstr. MISM-2011, Moscow, August 21-25. P. 689.
3. М.А. Миляев, Л.И Наумова, Т.П. Криницина, В.В. Проглядко, В.В. Устинов // Труды XVII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 2013, Нижний Новгород, 11-15 марта. С.138-139.
4. Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, А.В. Здоровейщев, А.В. Кудрин, В.В. Карзанов, Н.Е. Демидова, Л.И. Бударин, Е.В. Скопин // Труды XVII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 2013, Нижний Новгород, 11-15 марта. С.112-113.

Электронография высокотемпературного алмазоподобного ферромагнетика на основе Si с самоорганизованным сверхрешёточным распределением примеси Mn

Е.С. Демидов[1,*], В.В. Подольский[2], В.П. Лесников[2], Е.Д. Павлова[1], А.И. Бобров[1], В.В. Карзанов[1], Н.В. Малехонова[1], А.А. Тронов[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (ННГУ), просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, просп. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

*demidov@phys.unn.ru

Представлены новые данные о структуре эпитаксиальных слоёв разбавленного магнитного полупроводника (РМП) Si:15%Mn с точкой Кюри ≈500 К, синтезированного лазерным методом, с применением высокоразрешающей электронной микроскопии и дифракции в направлениях <110> и <100>. Установлено, что РМП Si:Mn представляет собой соединение переменного состава $Si_{3-x}Mn_x$ (0<x<1) с однофазной алмазоподобной структурой, высоким кристаллическим совершенством и самоорганизованным формированием сверхрешёточной структуры с периодом, равным утроенному расстоянию между ближайшими атомными слоями (110) и интервалу между слоями (110), легированными атомами Mn и ориентированными вдоль направления роста плёнки Si:Mn. Плёнки Si:Mn (или $Si_{2.5}Mn_{0.5}$) состоят из блоков с размерами 15-50 нм со взаимно перпендикулярными ориентациями сверхрешёточных модуляций.

Ранее [1,2] исследован в нашей лаборатории разбавленный магнитный полупроводник (РМП) Si:Mn с 10-15 ат. % Mn и температурой Кюри до 500 К, синтезированный осаждением из лазерной плазмы, в котором примесь Mn показывает высокую электрическую и магнитную активность. Недавно [3] кристаллическая структура этого высокотемпературного РМП была исследована высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопией и дифракцией (ВРПЭМ и ЛЭД). Обнаружено самоорганизованное формирование сверхрешеточных структур со слоями (110), легированными Mn. В [3] измерения ВРПЭМ и ЛЭД Si:Mn были проведены в одном направлении <110>. При этом оставались неясными детали распределения Mn в легированных этой примесью слоях (110) в сверхрешёточной структуре – в виде одноатомной толщины нитей или плоских включений, какова картина распределения Mn в других направлениях типа <110>, какова природа неоднородностей в слое Si:Mn. В настоящей работе все эти детали прояснены той же высокоразрешающей электронографией как в направлении <110>, так и в <100> тех же 50 nm слоёв Si:Mn на GaAs(100), утонённых в плоскости слоя.

Методика эксперимента

Применялась технология осаждения из лазерной плазмы слоёв РМП Si:Mn на монокристаллических подложках GaAs с ориентацией (100), описанная в [1,2]. Измерения ВРПЭМ и ЛЭД поперечного (110) среза (cross-section) 50 нм слоёв РМП Si:Mn в направлении <110> и plane-view в направлении <100> тех же слоёв Si:Mn на подложках GaAs(100), утонённых в плоскости слоя до удаления GaAs и интерфейса с Si:Mn, были проведены на приборе JEM-2100F фирмы JEOL.

Результаты и обсуждение

Исследовались слои Si:Mn толщиной 50 nm, сформированные при 300°C, в которых, как и в [3], атомная доля марганца составляет 15%. При комнатной температуре наблюдался магнитооптический эффект Керра, аномальный эффект Холла, высокая дырочная проводимость. Согласно данным ферромагнитного резонанса (ФМР) при 93 К, концентрация Mn $8 \cdot 10^{21}$ cm^{-3} практически совпадает с рентгеноспектральной величиной, т.е. практически весь марганец является магнитоактивным. Слои кремния, осаждённые по той же технологии, но без примеси марганца, были парамагнитными с элек-

тронным типом проводимости и концентрацией электронов на пять порядков ниже, чем в слоях Si:Mn. Т.е. ферромагнетизм и полуметаллическая дырочная проводимость исследуемого РМП Si:Mn обусловлены наличием примеси марганца. Картина ВРПЭМ вдоль направления <100> решёточного изображения осаждённого из лазерной плазмы при 300°C слоя Si:Mn показана на рисунке 1. Как видно, в согласии с данными [3], плёнка Si:Mn в основном состоит из областей со сверхрешёточной кристаллической модуляцией структуры в направлениях типа <110> с периодом, равным утроенному расстоянию между плоскостями типа (110). «Равноправие» перпендикулярных направлений модуляции $<110>$ и $<1\bar{1}0>$ представляется в том, что плёнка Si:Mn состоит из блоков с размерами 15-50 нм и со взаимно перпендикулярной ориентацией сверхрешёток, более отчётливо видной на рисунке 2.

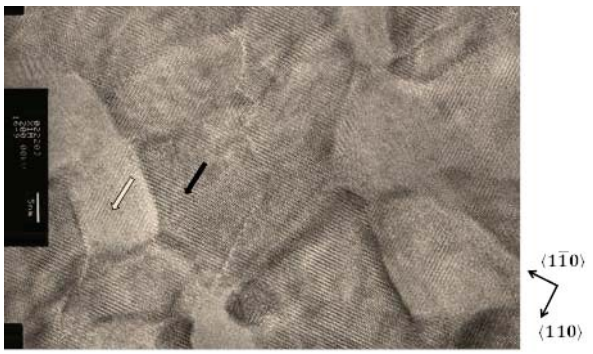
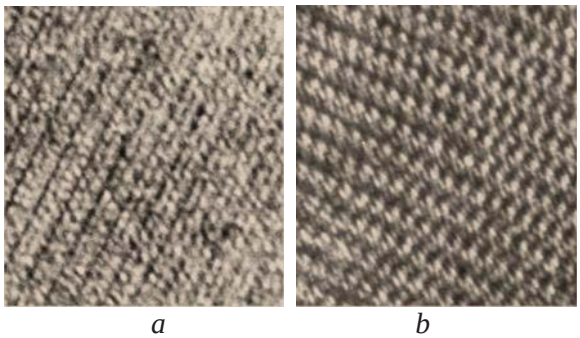


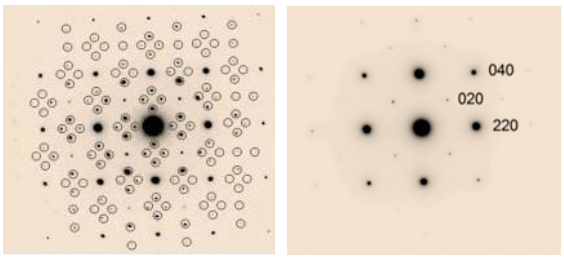
Рисунок 1. Картина ВРПЭМ вдоль направления <100> решёточного изображения осаждённого из лазерной плазмы при 300°C Si:Mn. Белой и чёрной стрелками показаны два соседних блока со взаимно перпендикулярными ориентациями сверхрешёточных плоскостей. Справа обозначены кристаллографические направления сверхрешёточных модуляций в различных блоках.



a *b*

Рисунок 2. Увеличенные изображения показанных стрелками на рис.1 малых участков изображения слоя РМП Si:15%Mn, *a* - участок на рис.1 блока, помеченного белой стрелкой, *b* - чёрной стрелкой.

Данные ВРПЭМ подтверждаются результатами ЛЭД слоя РМП Si:Mn в направлении <100> на рисунке 3. На дифракционном изображении Si:Mn присутствуют те же рефлексы, что и в случае GaAs. Это означает, что исследуемый РМП Si:Mn имеет алмазоподобную структуру и высокое кристаллическое совершенство. Кроме того, на изображении в обратном пространстве Si:Mn присутствуют дополнительные рефлексы, отмеченные на рисунке 3*a* серыми кружками со втрое меньшим, чем у основных рефлексов, расстоянием между соседними дополнительными рефлексами вдоль направлений типа <110>.



a *b*

Рисунок 3. Картины ЛЭД вдоль направления <100> слоя *a* – РМП Si:Mn и *b* – монокристалла GaAs. Кружками на изображении ЛЭД РМП Si:Mn выделены дополнительные к электронной дифракции GaAs рефлексы.

На основании приведённых данных и анализа ВРПЭМ вдоль направления типа <110> сделан вывод, что РМП Si:Mn представляет собой соединение переменного состава $Si_{3-x}Mn_x$ ($0<x<1$) с однофазной алмазоподобной структурой. В данном случае 15% Mn – это соединение, близкое к составу $Si_{2.5}Mn_{0.5}$. Внутри легированных Mn атомных плоскостей (110) эта примесь на месте Si располагается в виде полосок, занимающих около половины площади этих плоскостей. Полоски ориентированы как вдоль, так и перпендикулярно направлению роста слоя Si:Mn.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17362, 08-02-01222а, 11-02-00855а, МНТЦ G1335, АВЦП РНП ВШ 2.1.1/2833, 2.1.1/12029, контрактом № 02.740.11.0672 по проекту «Кадры» с Министерством образования и науки.

Литература

1. Е.С. Демидов, Ю.А. Данилов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, М.В. Сапожников, А.И. Сучков // Письма в ЖЭТФ, Т.83, 664 (2006).
2. Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, М.В. Сапожников, Д.М. Дружнов, С.Н. Гусев, Б.А. Грибков, Д.О. Филатов, Ю.С. Степанова, С.А. Левчук // ЖЭТФ, Т.133, 1 (2008).
3. Е.С. Демидов, Е.Д. Павлова, А.И. Бобров // Письма в ЖЭТФ, Т. 96, 790 (2012).

Эпитаксиальное выращивание слоёв MnGa/GaAs для диодов со спиновой инжекцией

М.В. Дорохин[1,2,*], Д.А. Павлов[2], А.И. Бобров[2], Ю.А. Данилов[1,2], Б.Н. Звонков[1], А.В. Здоровейщев[1], А.В. Кудрин[2], Н.В. Малехонова[2], Е.И. Малышева[1]

1 НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

*dorokhin@nifti.unn.ru

Продемонстрирована возможность эпитаксиального наращивания квазикристаллических слоёв ферромагнитного галлида марганца Mn_3Ga_5 на поверхности (100) GaAs. О ферромагнетизме сформированных слоёв свидетельствует аномальный эффект Холла. Такие слои могут применяться в диодах со спиновой инжекцией.

Развитие физики и технологии спинтроники включает создание диодов с возможностью инжекции спин-поляризованных носителей заряда из ферромагнитного (ФМ) слоя в немагнитный полупроводник [1]. Одним из требований к ФМ-слоям является совершенная граница раздела с полупроводником, обеспечивающая наибольшую эффективность спиновой инжекции [2]. В настоящей работе приводятся результаты исследований эпитаксиальных структур Mn_3Ga_5/GaAs. Металлический характер проводимости Mn_3Ga_5 обеспечивает возможность создания диодов, а ферромагнитные свойства делают структуры перспективными для исследований спин-зависимых эффектов.

Методика эксперимента

Структуры изготовлены с помощью двухступенчатого метода эпитаксиального выращивания. Буферный слой GaAs, нелегированный GaAs, квантовая яма (КЯ) $In_xGa_{1-x}As$ и 30 нм спейсерный GaAs были выращены при температуре 600°C на n-GaAs (001) подложке методом газофазной эпитаксии (ГФЭ) из металлорганических соединений. Затем методом лазерного распыления мишени на основе интерметаллического сплава MnGa при 300°C был выращен ФМ-слой. Для формирования диодов на поверхность образцов наносился слой Au. Создание диода завершалось фотолитографией и травлением 500 мкм меза-структур. Для изучения магнитотранспортных свойств слой MnGa был также выращен отдельно на подложке *i*-GaAs. Проведены исследования кристаллической структуры и состава образца с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) JEM-2100F с энергодисперсионным детектором X-Max. На диодах исследованы вольт-амперные характеристики и электролюминесценция (ЭЛ) в диапазоне температур 10-77 К.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 показана фотография поперечного сечения структуры. Контрастные полосы соответствуют MnGa (1) и КЯ InGaAs (2), толщины слоёв совпадают с номинальными значениями.

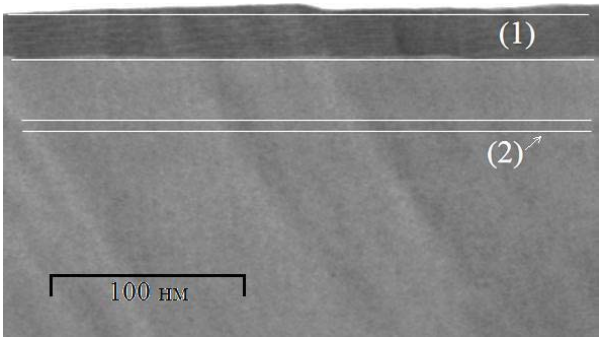
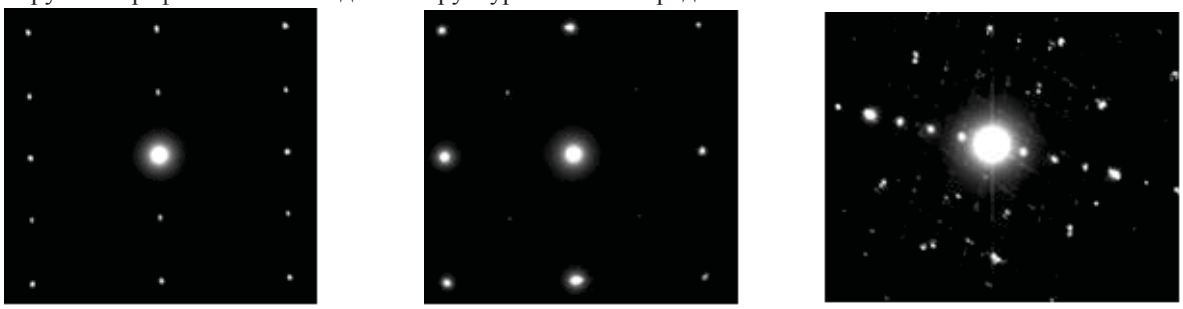


Рисунок 1. Электронно-микроскопическое изображение поперечного сечения структуры. Линиями выделены области гетерограниц

Анализ дифракции от слоя 1 (рисунок 2) [3,4] показал, что он имеет структуру псевдодекагонального аппроксиманта квазикристаллов Mn_3Ga_5, которая довольно точно может быть описана тетрагональной элементарной ячейкой, соответствующей материалу с составом $Mn_{101,5}Ga_{162,5}$, близким по пропорции к составу мишени. На рисунке 2 показаны электронограммы приповерхностных слоёв, полу-

ченные в геометрии электронного пучка перпендикулярно плоскости структуры. На дифракционной картине (а) видны точечные рефлексы. После удаления MnGa (б) сохраняются рефлексы, соответствующие GaAs(100). Положение этих рефлексов коррелирует с рефлексами исходной структуры (рисунок 2(а)). Это является свидетельством эпитаксиального роста MnGa на GaAs (100). На дифракционной картине поперечного сечения (рисунок 2(в)) наблюдаются точечные рефлексы, расположение которых соответствует симметрии 10-го порядка.



а б в

Рисунок 2. Электронограммы от слоя Ga_3Mn_5, эпитаксиально выращенного на подложке GaAs(001): (а) дифракция от Ga_3Mn_5 в ориентации (011) – электронный пучок параллелен направлению [100] GaAs (plane-view); (б) электронограмма от GaAs в ориентации [100] (plane-view); (в) электронограмма Ga_3Mn_5 в ориентации [100] – отчётливо видна ось 10-ого порядка.

Данный вид симметрии характерен для квазикристаллической фазы галлида марганца Mn_3Ga_5. Возможность формирования квазикристаллов на основе интерметаллических соединений Mn и Ga в широком диапазоне составов показана в [5] (в том числе в матрице GaAs [2]). На рисунке 3 показана зависимость сопротивления Холла от магнитного поля, полученная для контрольной структуры при 300 К.

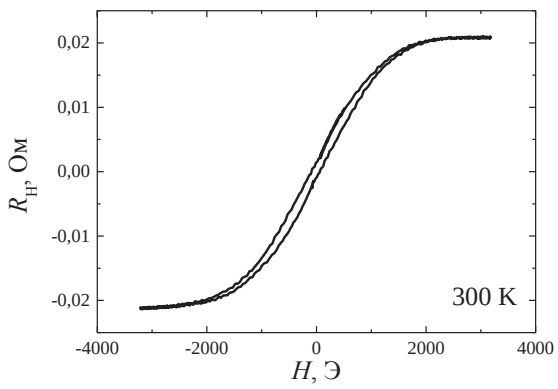


Рисунок 3. Зависимость сопротивления Холла от магнитного поля для слоя $Mn_{101,5}Ga_{162,5}$/i-GaAs

Нелинейная зависимость с петлёй гистерезиса обусловлена ферромагнитными свойствами MnGa, что согласуется с данными для материала с близким составом [5]. На структурах с Au-контактами получена диодная вольт-амперная характеристика с экспоненциальным ростом прямого тока при увеличении напряжения. Прямому смещению соответствует положительный потенциал на Au/MnGa. На спектрах ЭЛ зарегистрирована полоса при энергии ~ 1,35 эВ, соответствующая излучательным переходам в КЯ.

Таким образом, в рамках работы были сформированы и исследованы эпитаксиальные слои MnGa на поверхности GaAs (100). Полученные нами экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что слой Mn_3Ga_5 является квазикристаллом. Эпитаксиальный рост квазикристаллов именно этого состава на поверхности GaAs продемонстрирован впервые. Кристаллическое совершенство слоёв делает названные структуры перспективными для применения в качестве инжекторов спин-поляризованных носителей.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (13-02-97140, 13-07-00982, 14-07-31280), Президента РФ (МК-2708.2013.2).

Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys.D: A.P., V. 40, R179 (2007).
2. M. Tanaka, J. P. Harbison, J. DeBoeck, T. Sands, B. Philips, T. L. Cheeks, and V. G. Keramidas // Appl. Phys. Lett. 62, 1565 (1993).
3. А.В. Бобров, Е.Д. Павлова, А.В. Кудрин и др. // ФТП, Т. 47, 1613 (2013).
4. FindIt ver. 1.7.0. Inorganic Crystal Structure Database. Release 2010.
5. J. S. Woo, K. H. Kuo // Metal. And Mater. Transactios A, V. 28A, 729 (1997).

Межслойное взаимодействие в многослойных структурах Fe/Cr/Gd

А. Б. Дровосеков[1,*], Н. М. Крейнес[1], А. О. Савицкий[1,2], Е. А. Кравцов[3], Д. В. Благодатков[3], М. В. Рябухина[3]

1 Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334.

2 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, 141700.

3 Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

*drovosekov@kapitza.ras.ru

Методами СКВИД-магнитометрии и ФМР исследована серия сверхрешеток [Fe(35 Å)/Cr(t_{Cr})/Gd(50 Å)/Cr(t_{Cr})]$_{12}$ с различной толщиной прослоек хрома t_{Cr}. Поведение системы качественно описывается в модели среднего поля с учетом биквадратичного вклада в энергию взаимодействия слоев. Получены магнитные фазовые диаграммы структур. Данные ФМР позволяют предположить наличие осцилляций межслойного обмена с толщиной прослойки Cr.

Известно, что в системе Fe/Gd реализуется сильное АФМ-взаимодействие между ФМ-слоями железа и гадолиния. Введение прослоек антиферромагнитного хрома может привести к изменению величины и знака этого взаимодействия [1]. Целью данной работы было изучение межслойного взаимодействия в структурах Fe/Cr/Gd в зависимости от толщины прослоек Cr.

В работе исследовался набор сверхрешеток [Fe(35 Å)/Cr(t_{Cr})/Gd(50 Å)/Cr(t_{Cr})]$_{12}$ с различной толщиной прослоек хрома t_{Cr} = 0 – 30 Å. Образцы были приготовлены методом магнетронного напыления на кремниевых и стеклянных подложках и имели поликристаллическую структуру. Наличие слоистой структуры подтверждалось данными рентгеновской рефлектометрии. Магнитные свойства системы изучались методами СКВИД-магнитометрии и ферромагнитного резонанса (ФМР) в диапазоне температур 4 – 300 К.

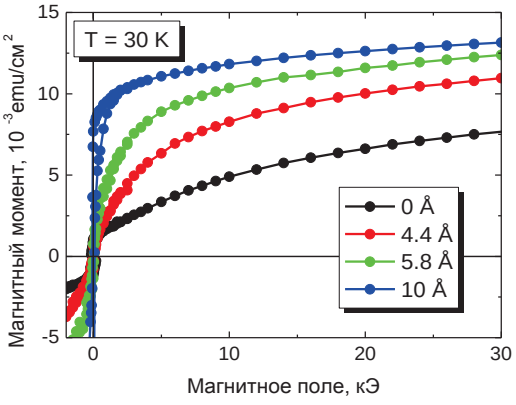


Рисунок 1. Кривые намагничивания при 30 К для нескольких образцов с различными толщинами прослойки Cr.

Ранее [2] было качественно показано, что введение прослоек Cr приводит к уменьшению АФМ-взаимодействия в изучаемой системе. Этот вывод подтверждают результаты магнитных измерений при низких температурах (рис. 1): кривые намагничивания демонстрируют рост восприимчивости и уменьшение поля насыщения с увеличением толщины прослойки Cr.

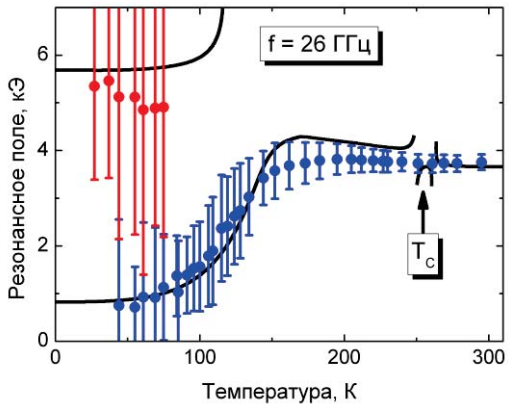


Рисунок 2. Экспериментальная зависимость резонансного поля от температуры для образца с прослойкой Cr 4.4 Å на частоте 26 ГГц (синие и красные точки соответствуют двум ветвям спектра). Сплошная черная линия – рассчитанный спектр в модели среднего поля.

Спектры ФМР изучаемых структур демонстрировали сложную температурную зависимость. На рис. 2 приведена зависимость резонансного поля от температуры H_{res}(T) для образца с прослойкой Cr 4.4 Å на частоте 26 ГГц. При комнатной температуре наблюдается одна линия поглощения, с хоро-

шей точностью соответствующая резонансу в железной пленке. При понижении температуры величина $H_{res}(T)$ сначала подрастает, а затем, пройдя через небольшой максимум, падает. При низких температурах появляется вторая ветвь резонанса в более сильных полях. Подобное поведение $H_{res}(T)$ наблюдается для образцов с различными толщинами прослоек хрома. Температура, при которой H_{res} начинает падать, уменьшается с ростом толщины прослойки Cr (см. [2] и рис. 4).

Для анализа полученной зависимости был предпринят расчет в модели среднего поля. При вычислениях частот ФМР учитывались билинейная и биквадратичная константы межслойного взаимодействия. На необходимость учета биквадратичного вклада указывает нелинейный выход на насыщение кривых M(H) (рис. 1). Кроме того, для лучшей аппроксимации экспериментальных данных принималась во внимание возможность неоднородного распределения намагниченности в слое Gd.

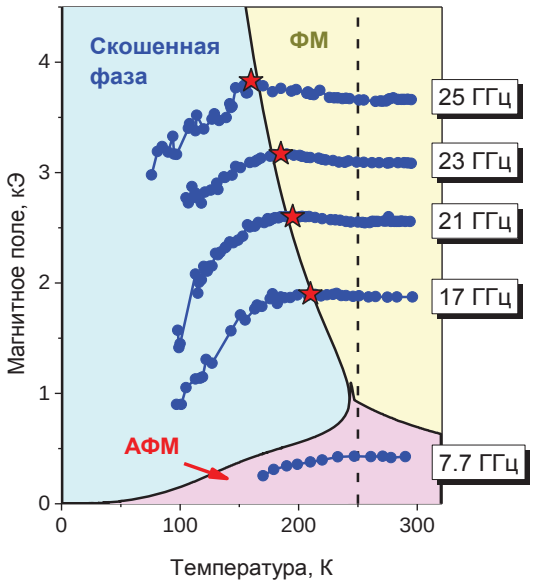


Рисунок 3. Экспериментальные зависимости резонансного поля от температуры для образца с прослойкой Cr 5.8 Å, полученные на разных частотах, и рассчитанная в модели среднего поля фазовая диаграмма. Пунктирная линия соответствует T_C гадолиния, красные звездочки соответствуют максимуму $H_{res}(T)$ на заданной частоте.

Проделанный расчет качественно описывает поведение $H_{res}(T)$ за исключением области вблизи T_C (рис. 2). Он также позволяет связать области с различным поведением $H_{res}(T)$ с определенными магнитными фазами. Наблюдаемый слабый рост H_{res} с понижением температуры соответствует ФМ-фазе с подавленным АФМ-порядком. Дальнейшее падение H_{res} соответствует переходу в скошенную фазу. На рис. 3 приведена типичная расчетная магнитная фазовая диаграмма структуры, включая области ФМ, АФМ и скошенного состояния, а также ее сравнение с экспериментальными кривыми $H_{res}(T)$.

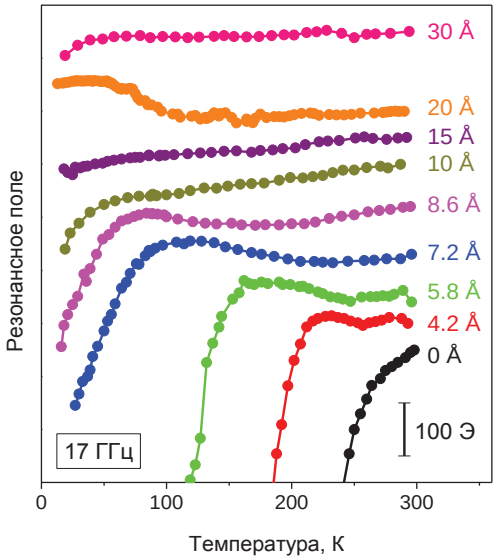


Рисунок 4. Зависимости резонансного поля от температуры для образцов с различными толщинами прослойки Cr на частоте 17 ГГц. Для наглядности кривые сдвинуты относительно друг друга по вертикали. Вертикальный масштаб и толщины прослоек Cr приведены на графике.

Характер зависимостей $H_{res}(T)$, снятых на одной и той же частоте, существенно зависит от толщины прослойки Cr (рис. 4). Наличие максимума $H_{res}(T)$ для образцов с $t_{Cr} < 10$ Å и $t_{Cr} = 20$ Å указывает на наличие АФМ межслойного обмена. Отсутствие такого максимума для $t_{Cr} = 10{,}15$ и 30 Å свидетельствует об отсутствии обмена (либо его ФМ-характере). Этот результат позволяет сделать предположение о существовании осцилляций межслойного взаимодействия в образцах с хромовой прослойкой.

Литература

1. B. Sanyal, C. Antoniak, T. Burkert *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 104, 156402 (2010).

2. А.Б.Дровосеков, Н.М.Крейнес, А.О.Савицкий и др. // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XVII Международного симпозиума, 11–15 марта 2013, Нижний Новгород, том 1, стр. 118.

Моделирование переключения перпендикулярным магнитным полем поляризации связанных магнитных вихрей в наностолбчатой проводящей трехслойной структуре

Е. Г. Екомасов[1,*], А. Е. Екомасов[1,§], С. Степанов[1], А. В. Хвальковский[2], К. А. Звездин[2]

1 Башкирский государственный университет, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076.

2 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

* ekomasoveg@gmail.com, § ekomasovae@gmail.com

Проведено численное исследование динамики двух связанных магнитных вихрей под действием внешнего, перпендикулярного плоскости образца, магнитного поля и поляризованного электрического тока. Построен график зависимости величины критических магнитных полей переключения полярности коров вихрей от величины силы тока, и проведено его сравнение с известными результатами для наностолбика большего диаметра.

Введение

Одной из актуальных физических проблем является разработка нового поколения высокоскоростных и эргономичных электронных устройств. Явление переключения и возбуждения осцилляций намагниченности в магнитных наноструктурах, с помощью тока достаточно большой плотности, поляризованного по спину [1], позволит увеличить скорости жестких дисков и устройств магнитной памяти до терагерцевого уровня. Частоты, возбуждаемые с помощью переноса спинового момента осцилляций намагниченности в магнитных наноструктурах, могут быть перенастраиваемы с помощью приложения внешних магнитных полей и токов и использованы для создания перспективных радиотехнических приложений. В настоящее время большой интерес привлекает спин-трансферный наногенератор (СТНГ) СВЧ, который отличается значительной выходной мощностью, небольшой шириной и относительно большим спектром частот, даже без приложения внешнего магнитного поля. Большинство таких структур имеет два магнитных слоя, разделенных немагнитной прослойкой.

Моделирование

Рассматривается наностолбик кругового сечения диаметром 120 нм, который содержит три слоя: толстый магнитный слой из пермаллоя (толщина 20 нм), промежуточный немагнитный слой (толщина 10 нм) и тонкий магнитный слой из пермаллоя (толщина 8 нм). Магнитные параметры рассматриваемой системы следующие: M_s=700 Эрг/Гс·см^3 для «толстого» и M_s=600 Эрг/Гс·см^3 для «тонкого» слоя, обменная жёсткость A= $1.2\cdot10^{-6}$ Эрг/см для «толстого» и A= $1.12\cdot10^{-6}$ Эрг/см для «тонкого» слоя, постоянная затухания Гильберта α=0.01, гиромагнитное отношение γ = 2.0023 (Э·сек)$^{-1}$. При данных магнитных параметрах имеем квазиоднородную конфигурацию намагниченности в тонком магнитном слое и вихревую в толстом [2]. Однако экспериментально и теоретически известно, что включение спин-поляризованного тока, благодаря возникновению кругового поля Эрстеда, может приводить к образованию вихря и в тонком слое. Меняя направление тока можно получать конфигурации из параллельно и антипараллельно направленных полярностей коров пар вихрей.

Обобщённое уравнение Ландау-Лифшица (ОУЛЛ), описывающее нелинейную динамику магнитных вихрей в каждом магнитном слое, содержит дополнительный вращательный момент $\vec{T}_{s.t.}$ [1], ответственный за взаимодействие тока с намагниченностью, и имеет вид:

$$\dot{\vec{\mathbf{M}}} = -\gamma\left[\vec{\mathbf{M}}\times\vec{\mathbf{H}}_{eff}\right] + \frac{\alpha}{M_s}\left[\vec{\mathbf{M}}\times\dot{\vec{\mathbf{M}}}\right] + \vec{T}_{s.t.}, \qquad (1)$$

где $\vec{\mathbf{M}}$ – вектор намагниченности, γ – гиромагнитное отношение, M_s – намагниченность насыщения, α – параметр затухания Гильберта, эффективное поле $\vec{\mathbf{H}}_{eff}$ представляет собой сумму внешнего магнитного поля и полей магнитостатического, обменного взаимодействий. ОУЛЛ представляет собой сложное интегродифференциальное уравнение, и возможности аналитических методов решения его сильно ограничены. В данной работе для численного расчета магнитной структуры СТНГ и процессов переключения полярности вихрей используется пакет программ для микромагнитного моделирования SpinPM. При проведении расчетов размер ячейки брался 2x2x5 нм^3. «Толстый» слой разбивался на 3 подслоя.

Результаты

В работе рассмотрено движение связанных магнитных вихрей с одинаковой киральностью, индуцированное спин-поляризованным током, поляризации P=0.1, текущим перпендикулярно плоскости слоёв. Найдено, что существует критическое значение тока, которое ограничивает область затухающего движения центра коров вихрей при включении тока в системе. В нашем случае оно равно 9 мА. Рассмотрим, например, случай, когда значение тока 7 мА. Оба вихря, при включении тока, выходят из центра диска, орбита расширяется, пока не доходит до максимальной величины, а потом движение затухает обратно в центр. В случае когда значение тока 9мА и выше, оба вихря вылетают за край диска.

Исследовано влияние перпендикулярного внешнего магнитного поля на связанную динамику вихрей. Алгоритм данного моделирования выглядит следующим образом:

1. С помощью тока величиной 1 мА, без поля создаются магнитные вихри в обоих магнитных слоях.
2. Получившиеся вихри помещаются в увеличивающееся по модулю со временем внешнее магнитное поле (от 0 до −5000 Э и от 0 до +5000 Э) с большой константой затухания (α=0.5).
3. Наконец, получившиеся центрированные вихри для данного магнитного поля помещаются в данное статическое магнитное поле с нужной силой тока и нормальной константой затухания (α=0.01).

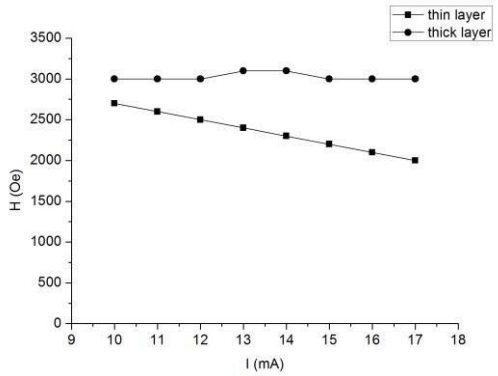


Рисунок 1. Зависимость величины критического статического магнитного поля переключения полярности коров вихрей в тонком и толстом слоях от величины силы тока

Наличие внешнего магнитного поля позволяет получить режим стационарного связанного движения вихрей по круговой орбите и наблюдать раздельное переключение полярности коров вихрей. Найдена зависимость величины магнитного поля, переключающего полярность кора вихря в тонком и толстом слоях, от тока (рис. 1). График имеет в первом приближении линейный вид.

Переключение полярности кора вихря в тонком и толстом слоях наблюдалось при микромагнитном моделировании с малым выходом вихря из геометрического центра, т.е. практически «статическое», но с возбуждением внутренних мод колебаний вихря. Есть особенности в наблюдаемой динамике процесса переключения полярности, по сравнению с изученным ранее экспериментально и теоретически случаем D=200 нм [3]. Численные расчеты показали, что в нашем случае D=120 нм полярность кора магнитного вихря в тонком слое переключается при меньших значениях внешнего магнитного поля, чем полярность кора в толстом. Это соответствует поведению вихрей в случае малых токов для D=200 нм. Не обнаружено, однако, при численном расчете для данного значения поляризации тока, наличие, как в эксперименте [3], двух областей тока (малого и большого) с разной зависимостью критического поля от тока для вихрей в тонком и толстом слое. Время, необходимое для переключения полярности вихря во всех исследованных случаях, составляло не более 2 нс.

Литература

1. А. К. Звездин, К. А. Звездин, А. В. Хвальковский // УФН, 178, 4 (2008).
2. K. Yu. Guslienko // J. Nanosc. Nanotechn., V. 8, № 6 (2008).
3. N. Locatelli, A. E. Ekomasov, A. V. Khvalkovskiy, *et al.* // Applied Physics Letters, 102, 062401 (2013).

Экспериментальные исследования пиннинга доменной стенки в ферромагнитных нанопроволоках

О. Л. Ермолаева*, В. Л. Миронов, Е. В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*ermolaeva@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследований пиннинга доменной стенки в планарной ферромагнитной системе, представляющей собой нанопроволоку и две расположенные параллельно ей однородно намагниченные наночастицы. Экспериментально продемонстрировано, что в такой системе реализуются четыре варианта пиннинга доменной стенки, определяющиеся взаимной ориентацией магнитных моментов наночастиц и намагниченности нанопроволоки.

Введение

Исследования особенностей движения и пиннинга доменных стенок (DW) в ферромагнитной нанопроволоке (NW) представляют значительный интерес в связи с перспективами использования данных процессов в магнитных логических ячейках [1-3]. Кодирование информации в подобного рода устройствах связано с направлениями локального магнитного момента на участке нанопроволоки. Процессы записи / перезаписи информации и логических вычислений происходят за счет переориентации намагниченности нанопроволоки.

Нами уже было продемонстрировано, что в ферромагнитной системе, состоящей из нанопроволоки и двух наночастиц, расположенных перпендикулярно оси нанопроволоки, может реализовываться управляемый пиннинг доменной стенки, обусловленный ее взаимодействием с полями рассеяния частиц [4]. Энергия пиннинга (и как следствие поле депиннинга) в такой системе имеет два различных значения, в зависимости от взаимной ориентации магнитных моментов наночастиц. В настоящей работе приводятся результаты исследований особенностей пиннинга доменной стенки в другой ферромагнитной системе, представляющей собой нанопроволоку и две наночастицы, расположенные параллельно оси нанопроволоки.

Ферромагнитные частицы, расположенные вблизи нанопроволоки, служат источниками локального неоднородного магнитного поля, которое формирует пространственный профиль потенциальной энергии для движения доменной стенки вдоль нанопроволоки [4]. Это приводит к пиннингу доменной стенки на особенностях потенциального рельефа в слабых внешних полях. Пространственная структура профиля потенциальной энергии и величина энергии пиннинга доменной стенки зависит от взаимной ориентации намагниченности в нанопроволоке и наночастицах. Существуют четыре возможные различные магнитные конфигурации рассматриваемой системы. Проведенные теоретические оценки и моделирование процессов перемагничивания системы в программном комплексе OOMMF показали, что максимальным полем депиннинга обладает магнитная конфигурация, при которой направление магнитных моментов наночастиц совпадает с направлением намагниченности нанопроволоки до начала перемагничивания (конфигурация I типа). Вдвое меньшей энергией депиннинга обладает магнитная конфигурация, при которой обе частицы намагничены в сторону, противоположную начальному направлению намагниченности нанопроволоки. Магнитные конфигурации, при которых намагниченность частиц направлена в противоположные стороны, обладают значительно меньшей энергией депиннинга.

Методика эксперимента

Система нанопроволока - наночастицы была изготовлена методом электронной литографии и ионного травления. Многослойная структура $Ni_{80}Fe_{20}$ (20 нм) / V (15 нм) / Cu (10 нм) была нанесена на подложку Si при помощи магнетронного напыления. После этого структура покрывалась слоем фуллеренов C_{60} (80 нм), который использовался в качестве электронного резиста. Начальная защитная маска формировалась в слое C_{60} при помощи системы ELPHY PLUS (на основе сканирующе-

го электронного микроскопа SUPRA 50VP) с последующим химическим травлением в органическом растворителе. После чего изображение переносилось на слой Cu ионным травлением Ar^+ и далее на слой V плазменным травлением в атмосфере фреона. На конечном этапе система, состоящая из нанопроволоки и наночастиц, была сформирована в слое $Ni_{80}Fe_{20}$ ионным травлением в Ar^+. Характерное СЭМ-изображение структуры приведено на рис. 1.

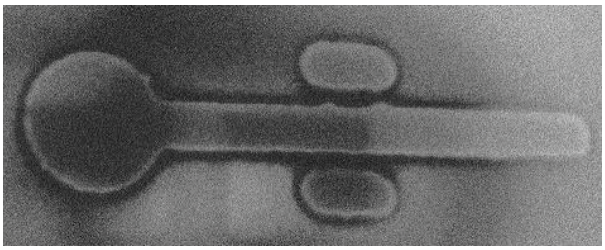


Рисунок 1. СЭМ-изображение исследуемой системы.

Были исследованы эффекты пиннинга и депиннинга доменной стенки в нанопроволоке в зависимости от магнитной конфигурации системы. Начальное состояние системы приготавливалось при помощи намагничивания образца во внешнем магнитном поле.

Экспериментальные МСМ-исследования показали, что при магнитной конфигурации I типа в системе наблюдается пиннинг доменной стенки в области переднего края наночастиц. На рис. 2 представлены последовательные стадии процесса перемагничивания нанопроволоки. Синими стрелками на рисунках схематично показано направление намагниченности в системе. После приготовления начального состояния [рис. 2(а)] к образцу прикладывалось внешнее магнитное поле, направленное в сторону, противоположную намагниченности нанопроволоки. Когда величина магнитного поля превышает 130 Э, на МСМ-изображении в области перед частицами возникал дополнительный белый полюс. Появление этого полюса связано с образованием в нанопроволоке доменной стенки, что хорошо согласуется с результатами проведенного микромагнитного моделирования. При дальнейшем увеличении магнитного поля положение доменной стенки остается стабильным вплоть до значения H= 200 Э. При дальнейшем увеличении внешнего поля нанопроволока перемагничивается целиком, что видно на МСМ-изображении по изменению контраста конца нанопроволоки с темного на светлый [рис. 2 (в)].

Таким образом, в настоящей работе были изучены особенности пиннинга доменной стенки в ферромагнитной планарной системе, представляющей собой нанопроволоку и две расположенные параллельно ей наночастицы. Было показано, что величина поля депиннинга в такой системе существенно зависит от взаимной ориентации магнитных моментов наночастиц и намагниченности нанопроволоки. Проанализированы четыре неэквивалентные магнитные конфигурации системы, отличающиеся величиной энергии пиннинга доменной стенки и соответственно значениями поля депиннинга. Полученные результаты открывают возможность создания логической ячейки, выполняющей операцию OR.

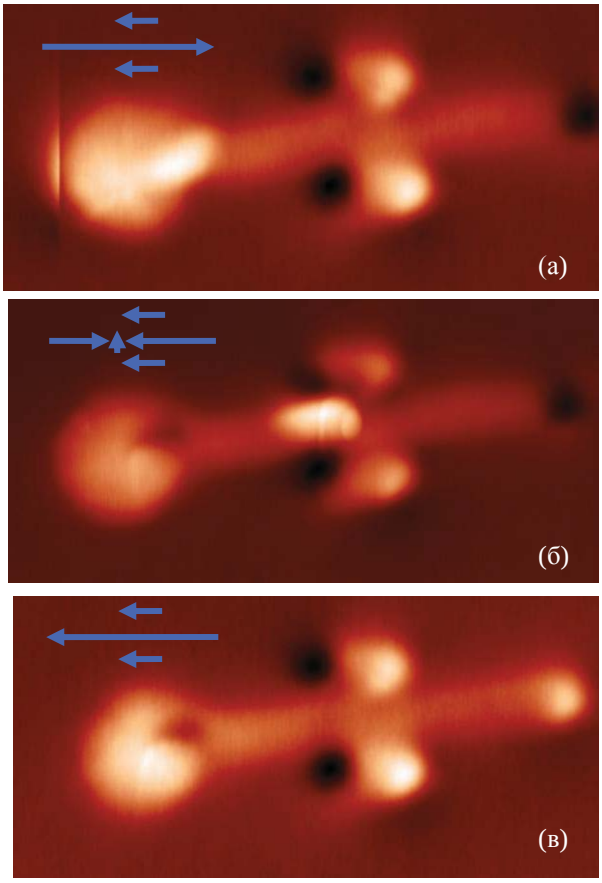


Рисунок 2. МСМ-изображения последовательных стадий процесса перемагничивания нанопроволоки

Литература

1. R.P.Cowburn et al. // Science, 287, 1466 (2000).
2. D.A.Allwood, et al. // Science, 296, 2003 (2002).
3. D.A.Allwood, et al. // Science, 309, 1688 (2005).
4. V.L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov et al. // Physical Review B, V. 85, 144418 (2012).

Когерентная спиновая динамика в гибридных ферромагнитных структурах δ<Mn>/GaAs/InGaAs

С. В. Зайцев [1, *], И. А. Акимов [2, 3], Ю. А. Данилов [4]

1 Институт физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 2, 142432.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021.

3 Технический университет Дортмунда, Дортмунд, 44227, Германия.

4 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского университета, Нижний Новгород, 603600.

*szaitsev@issp.ac.ru

Методом накачка-тест (эффект Керра с пикосекундным временным разрешением) детально изучена когерентная спиновая динамика носителей в гибридных наноструктурах, содержащих туннельно-близкие квантовую яму (КЯ) InGaAs/GaAs и ферромагнитный слой (ФМ) GaMnAs. Установлено, что, помимо вкладов в керровский сигнал вращения плоскости поляризации от фотовозбужденных электронов и дырок, также присутствует неосциллирующая компонента, обусловленная спиновой поляризацией резидентных дырок в КЯ. Временное затухание всех вкладов существенно усиливается при уменьшении спейсера между КЯ и ФМ-слоем, что коррелирует с усилением безызлучательной рекомбинации. Магнитополевые и температурные зависимости ларморовской частоты прецессии электронов демонстрируют чрезвычайно слабое (~ несколько микроэВ) обменное взаимодействие с ФМ-слоем.

Введение

Управление поляризацией света в магнитных наноструктурах – одно из активно развивающихся актуальных направлений. Гетероструктуры с полупроводниковыми ферромагнитными (ФМ) слоями представляют несомненный интерес в связи с уникальным сочетанием их свойств.

Нами детально исследованы когерентная и некогерентная спиновая динамика в ФМ-гетероструктурах, содержащих квантовую яму (КЯ) InGaAs/GaAs и туннельно-близкий ФМ тонкий слой GaMnAs в барьере, толщиной вплоть до долей монослоя. Важное преимущество таких структур состоит в разрешении проблемы деградации оптических свойств КЯ путем пространственного разделения с ФМ-слоем (см. вставку на рис. 1).

Результаты и обсуждение

Исследование когерентной спиновой динамики методом накачка-тест (эффект Керра с пикосекундным временным разрешением, рис. 1) показывает наличие встроенных обменных магнитных полей, чрезвычайно малая величина которых $B_{обм}$ ~ 100 мТл приводит к зеемановскому расщеплению $E_{обм}$ ~ 2-4 микроэВ (отмечено стрелками на рис. 2), что не позволяет объяснить наблюдаемую в эксперименте значительную величину циркулярной поляризации фотолюминесценции из КЯ [1].

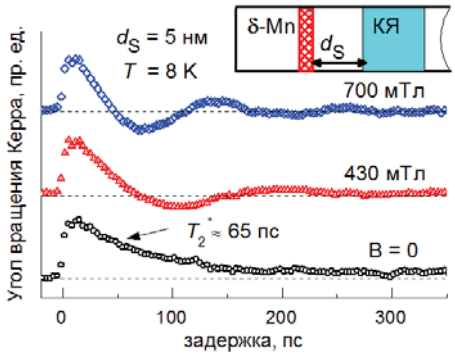


Рисунок 1. Магнитополевые зависимости эффекта Керра.

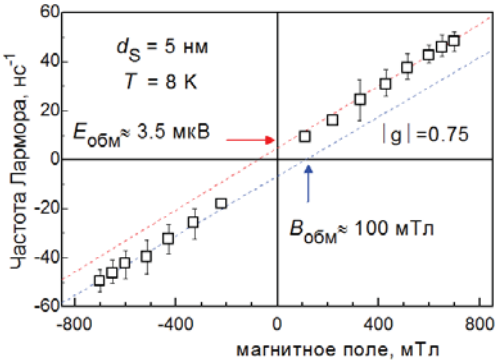


Рисунок 2. Магнитополевые зависимости ларморовской частоты прецессии электронов.

Таким образом, данные по эффекту Керра противоречат модели стационарного взаимодействия носителей с ФМ-слоем [2], которая также опровергается обнаруженным нами динамическим характером возникновения циркулярной поляризации фотолюминесценции при импульсном фотовозбуждении.

Экспериментально показано, что поляризация фотолюминесценции P_C растет со временем после импульса фотовозбуждения (рис. 3) и может достигать значений P_C ~30%, при этом главный вклад в спиновую поляризацию носителей вносит спин-зависимый уход фотовозбужденных электронов, по-видимому, в намагниченный ФМ-слой GaMnAs. Практически линейный рост со временем после импульса с экспериментальной точностью стартует из $P_C(t=0)=0$ при подбарьерном фотовозбуждении КЯ, когда энергия лазера E_{las} меньше ширины запрещенной зоны E_g =1.52 эВ GaAs (рис. 3).

Подчеркнем, что именно данный факт подтверждает динамический механизм возникновения поляризации фотолюминесценции, т.к. ее невозможно объяснить равновесной поляризацией резидентных дырок в КЯ, при наличии которых должно быть $P_C(t=0)>0$. Равновесная поляризация фотовозбужденных электронов в КЯ также не может объяснить высоких значений $P_C(t>0)$ ~30% в структуре с d_S = 5 нм (рис. 3).

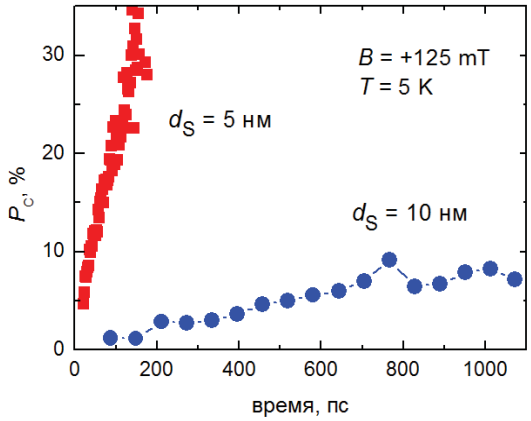


Рисунок 3. Время-разрешенные зависимости циркулярной поляризации фотолюминесценции $P_C(t)$ при E_{las}= 1.50 эВ (d = 5 нм) и E_{las} = 1.44 эВ (d = 10 нм).

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 13-02-00903.

Литература

1. V.L. Korenev, I.A. Akimov, S.V. Zaitsev *et al.* // Nature Communications, V. 3, 959 (2012).
2. R.C. Myers A.C. Gossard, and D.D. Awschalom // Phys. Rev B, V. 69, 161305 (2004).

Ultrafast domain wall dynamics in weak magnets and ferromagnetic microwires

M. Ipatov[1], P.N. Skirdkov[2], K.A. Zvezdin[2], V. Zhukova[1], A. Zhukov[1] and A.K. Zvezdin[2,*]

1 Department of Material Physics, Chemistry Faculty, Universidad del País Vasco (UPV/EHU), San Sebastián, 20018, Spain.

2 A. M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Vavilova 38, Moscow, 119991, Russia and Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per. 9, Dolgoprudny, 141700, Russia.

*zvezdin@gmail.com

In the study of solitary waves-moving domain walls (kinks) and solitons - the question of the interaction of the waves with other degrees of freedom of the system is fundamental. This question is especially important and interesting in the case when this interaction is resonant. This situation is encountered in the case when a domain wall (DW) moves with velocity u, close to the velocity si of some branch of elastic waves, in a magnetically ordered medium. It is natural to expect that under resonance conditions (for v-si) the magnetoelastic (ME) interaction can radically change the character of the domain wall motion.

The dynamics of domain walls in weak ferromagnets (of the $YFeO_3$ type) is investigated [1], taking into account the magnetoelastic interaction with the acoustic subsystem of the crystal. Special attention is devoted to the range of domain-wall velocities close to the velocity of sound, where the magnetoelastic interaction has a resonance character. It is shown that the velocity of a domain wall as a function of the magnetic field exhibits an anomaly near some branch of elastic waves. The main feature of this anomaly is that a section with negative mobility, where the stationary motion of a planar domain wall is unstable, is present. It is shown that the magnitude of these magnetoelastic anomalies depends strongly on the direction of motion of the domain wall relative to the crystallographic axes. It is shown that as the domain wall decelerates a localized elastic deformation (elastic soliton), propagating in the form of a wave packet with the velocity of longitudinal or transverse sound, separates from the wall. Mechanism describing the motion of domain walls in the transition through the speed of sound is proposed. On the whole, they agree with recent experimental data on Brillouin scattering of light by a moving domain wall in YFeO.

At the same time, recent works [2] has shown that a significant role in the ultrafast dynamics of domain walls plays the microwire inhomogeneities. This problem was investigated in magnetically bistable Fe-rich microwires. Two magnetization reversal regimes were found in this case. The first one, exhibiting an almost linear dependence of the domain wall velocity v on magnetic field H reaching 1.7 km/s, is related to single DW propagation. The second essentially nonlinear regime is observed when H exceeds some critical magnetic field, H_N, determined by the microwire inhomogeneities. At $H>H_N$, new reverse domains can be nucleated, and consequently a tandem remagnetization mechanism can be realized. Ultrafast magnetization switching through additional nucleation centers created artificially can be applied in spintronic devices for enhancing their performance.

References

1. A.K. Zvezdin and A.A. Mukhin // Zh. Eksp. Teor. Fiz., V. 102, 577-599 (1992).
2. M. Ipatov, V. Zhukova, A.K. Zvezdin and A. Zhukov // Journal Of Applied Physics, V. 106, 103902 (2009).

Влияние металлической пленки кобальта на структуру и свойства светоизлучающего диода с квантовыми ямами InGaAs/GaAs

А.И. Бобров[1], Ю.А. Данилов[1,2], М.В. Дорохин[1,2], А.В. Здоровейщев[2,*], Н.В. Малехонова[1], Е.И. Малышева[2], Д.А. Павлов[1], С. Сайед[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

2 НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

*zdorovei@gmail.com

Созданы и исследованы спиновые светоизлучающие диоды с квантовыми ямами InGaAs/GaAs, у которых в качестве инжектора спин-ориентированных носителей используются слои ферромагнитного металла. Экспериментально обнаружен эффект проникновения кобальта в GaAs. Показано замедление проникновения атомов кобальта при использовании туннельно-тонких слоев Al_2O_3 (с толщиной ≈1-3 нм) в качестве диффузионного барьера.

Создание и исследование источников циркулярно-поляризованного излучения, знаком и степенью которого можно управлять путём приложения к системе внешнего магнитного поля, является актуальной задачей современной оптоэлектроники и спинтроники [1]. Настоящая работа посвящена проблеме создания подобных источников – спиновых светоизлучающих диодов (ССИД), у которых в качестве инжектора спин-ориентированных носителей тока используются тонкие слои ферромагнитного металла. Основной проблемой при использовании такого инжектора является образование промежуточных фаз и дефектов на границе раздела переходный металл/полупроводник, которые формируют «магнитомертвый» слой [2]. Целью работы являлось исследование дефектов границы ферромагнетик/полупроводник и возможности повышения ее кристаллического качества за счет встраивания туннельно-тонких диэлектрических слоев.

Методика эксперимента

В настоящей работе на поверхности светоизлучающей гетероструктуры с квантовыми ямами InGaAs/GaAs методом электронно-лучевого испарения в вакууме был сформирован ферромагнитный металлический инжектор на основе тонких пленок Co. Гетероструктуры InGaAs/GaAs были изготовлены методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении водорода [3]. На подложке сильно легированного GaAs (001) n^+-типа при 630°C последовательно выращивались: буферный слой n-GaAs толщиной 500 нм; 3 квантовые ямы $In_xGa_{1-x}As$ толщиной 10 нм, разделенные спейсерным слоем GaAs толщиной 30 нм; покровный слой GaAs 30 нм. На части гетероструктур покровный слой GaAs выращивался при температуре 400°C методом лазерного распыления мишени нелегированного GaAs. Квантовые ямы различались содержанием индия x=0.25, 0.2, 0.15 соответственно по мере удаления от поверхности структуры.

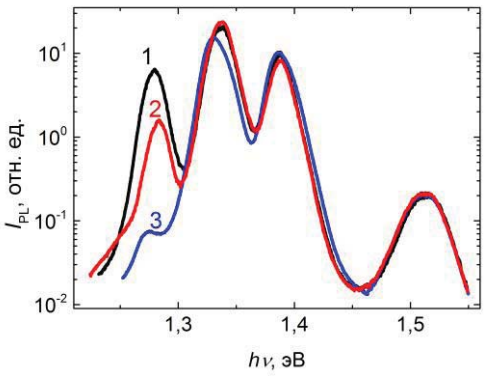


Рисунок 1. Спектры ФЛ структур после нанесения пленки: 1 – исходная; 2 – Al_2O_3/Co; 3 – Co.

Спектры фото-, электролюминесценции (ФЛ и ЭЛ) регистрировались при 77 К. Структура и элементный состав поперечного сечения образцов исследовались на просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) сверхвысокого разрешения JEM-2100F, оснащенном энергодисперсионным спектрометром (ЭДС) с детектором X-Max.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 (кривая 1) приведен спектр ФЛ исходной гетероструктуры с высокотемпературным покровным слоем. Пики ФЛ на 1.28, 1.34, 1.39 эВ соответствуют энергиям основных переходов в КЯ InGaAs с x=0.25, 0.20, 0.15. При нанесении пленки Au спектр ФЛ не изменился. После нанесения пленки Co на два порядка снизилась интенсивность пика ФЛ от КЯ с x=0.25, ближней к поверхности (рис. 1, кривая 3), при этом интенсивность остальных пиков осталась практически без изменений. Такое гашение ФЛ мы связываем с увеличением вероятности безызлучательной рекомбинации через дефекты, вносимые атомами Co при диффузионном проникновении в глубь структуры. Глубина проникновения дефектов лежит в диапазоне 30-60 нм.

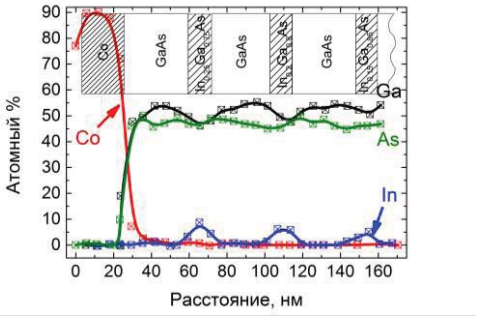


Рисунок 2. Распределение компонент в глубь структуры по данным ЭДС. На вставке - схема слоев, составленная по данным ПЭМ.

Диффузия кобальта также подтвердилась данными ЭДС-анализа. Из рис. 2 видно, что Co глубоко проникает внутрь гетероструктуры и регистрируется в первой КЯ на уровне 1 атомного процента. Аналогичная картина наблюдается в случае низкотемпературного покровного слоя, но при этом уменьшается интенсивность пиков ФЛ сразу двух ближних к поверхности КЯ, и, по данным ЭДС-анализа, регистрируется наличие Co по глубине структуры вплоть до второй КЯ. Очевидно, что в этом случае Co диффундирует более глубоко в гетероструктуру. Создание диэлектрической прослойки Al_2O_3 между ферромагнетиком и полупроводником позволило снизить влияние Co на люминесцентные свойства. При толщине пленки Al_2O_3 более 1 нм спектр ФЛ менялся незначительно. Интенсивность ФЛ-пика на 1.28 эВ (рис. 1, кривая 2) снизилась лишь в 2-3 раза. Уменьшение диффузионного проникновения кобальта и увеличение резкости границы металл/полупроводник также подтвердили данные ЭДС-анализа. Аналогичный результат был получен и в случае низкотемпературного покровного слоя.

В результате предлагается методика оценки глубины проникновения дефектов внутрь структуры по степени гашения фотолюминесценции квантовых ям, расположенных на различных расстояниях от поверхности. Используя эту методику, в работе экспериментально обнаружено диффузионное проникновение кобальта в объём GaAs на глубину до 70 нм. Показано, что в случае использования низкотемпературных слоев (а следовательно, более дефектных) полупроводников происходит ускорение диффузии. Продемонстрировано замедление проникновения атомов кобальта при использовании туннельно-тонких слоев Al_2O_3 (с толщиной ≈1-3 нм) в качестве диффузионного барьера. Указанные закономерности были подтверждены исследованиями на ПЭМ. В структурах с контактом Al_2O_3/Co зарегистрировано циркулярно-поляризованное ЭЛ-излучение. Наибольшее значение степени циркулярной поляризации составило 0.9 % в магнитном поле 0.3 Тл (рис. 3), что превышает значение, полученное для контрольной структуры с Au-контактом (0.4 %). Последнее является свидетельством инжекции спин-поляризованных дырок из ферромагнетика в ближайшую к поверхности КЯ.

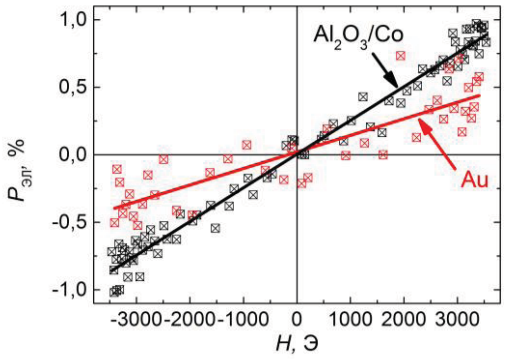


Рисунок 3. Зависимость степени циркулярной поляризации (10 К) для линии 1.28 эВ от магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (13-02-97140, 13-07-00982, 14-07-31280), Президента РФ (МК-2708.2013.2)

Литература

1. I. Zutic, J. Fabian, S. DasSarma // Rev. Mod. Phys. - 2004. - V.76. - P.323-410.
2. S. Honda, J. Inoue, H. Itoh // IEEE Transactions on Magnetics. - 2011. - V.47, n.10. - P.2753-2755.
3. Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // Опт. журнал. - 2008. - Т.75. - С.56-61.

Изменение основного состояния ультратонкой структуры Co/Pt/Co с изменением толщины платиновой прослойки

Ю. Л. Иунин[1,*], В. И. Никитенко[1–3], R. D. Shull[2], C. L. Chien[3]

1 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Россия.

2 National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899, USA.

3 The Johns Hopkins University, Baltimore, MD 21218, USA.

*iunin@issp.ac.ru

Методом магнитооптической керровской микроскопии обнаружено, что в ультратонкой структуре Co/Pt/Co со слоями кобальта одинаковой толщины и клиновидной платиновой прослойкой с уменьшением толщины прослойки происходит поворот намагниченности от перпендикулярной к плоскостной.

Понижение размерности системы приводит, как правило, не только к количественному изменению ее характеристик, но также к появлению качественно новых, не наблюдающихся в образцах большей размерности. Так, при переходе к ультратонким магнитным слоям наиболее существенную роль начинают играть такие дефекты кристаллической решетки, как поверхность и границы раздела фаз, что определяет появление нового типа магнитной анизотропии – перпендикулярной. Атомная структура вещества неизбежно определяет островковый механизм роста слоев и вступление в игру нового типа дефектов – дефектов структуры интерфейса: островков, ступенек, пинхолов. Они, в свою очередь, определяют появление новых, не наблюдающихся в объемных образцах особенностей перемагничивания ультратонких пленок [1,2] и многослойных структур, состоящих из магнитных слоев, разделенных немагнитными прослойками и связанных косвенным обменным взаимодействием [3–5]. Роль каждого из вышеперечисленных факторов в особенностях перемагничивания ультратонких пленок и многослойных структур остается еще не выясненной. Чтобы выявить вклад межслойного обменного взаимодействия, мы исследовали элементарные акты перемагничивания ультратонкой структуры Co/Pt/Co со слоями кобальта одинаковой толщины и клиновидной платиновой прослойкой при приложении перпендикулярного к слоям магнитного поля.

Методика эксперимента

Структура Co(0,6 нм)/Pt(d)/Co(0,6 нм) была выращена на кремниевой подложке шириной 6 мм и длиной 50 мм на буферном слое платины толщиной 10 нм и покрыта слоем платины 3 нм (рис. 1). Толщина прослойки d линейно изменялась от 0 до 10 нм на длине 50 мм. Выращенная структура была разрезана на 10 частей одинаковой длины со средними толщинами Pt-прослойки t_{av} = 0.5, 1.5, … 9,5 нм; так что на длине каждого образца (5 мм) толщина прослойки изменялась на 1 нм. Исследования проводились методом магнитооптической полярной керровской микроскопии. Метод позволяет наблюдать в реальном времени процесс перемагничивания в слоях кобальта, а также измерять локальные кривые перемагничивания.

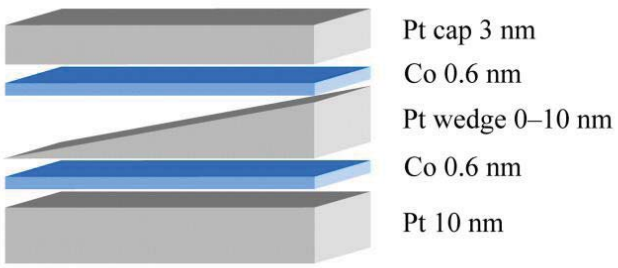


Рисунок 1. Схематическое изображение исследуемой структуры.

Результаты и обсуждение

Неожиданные результаты были получены для образцов со слоями Co, разделенными очень тонкой прослойкой платины. Оказалось, что в образце с t_{av} = 0.5 нм керровская микроскопия выявляет только обратимое монотонное изменение магнитооптического контраста с изменением величины перпендикулярного магнитного поля. Это может быть связано с вращением намагниченности, лежащей в основном состоянии в плоскости образца. Измерения, выполненные на вибрационном магнитометре, подтвердили это предположение [6].

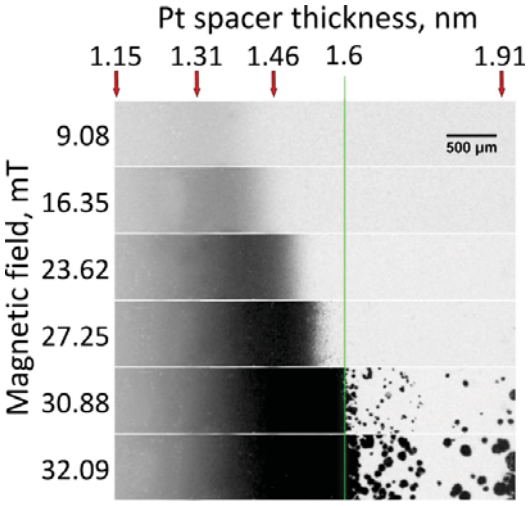


Рисунок 2. Изменение магнитооптического контраста с ростом магнитного поля в интервале толщин прослойки 1,14 – 1,94 нм. Цифры слева указывают величины приложенного магнитного поля, магнитное поле направлено в плоскость образца.

Перемагничивание образца с t_{av} = 1.5 нм происходило неоднородно (рис. 2). Если в области толщин d = 1 – 1,6 нм также наблюдалось монотонное изменение контраста, характерное для плоскостной намагниченности, то при больших толщинах прослойки d > 1,6 нм (справа от зеленой линии на рис. 2) наблюдалось зарождение и последующий рост цилиндрических магнитных доменов, характерные для перпендикулярной анизотропии. Зарождение доменов наблюдалось также для всех образцов с большей толщиной прослойки платины.

Локально измеренные кривые перемагничивания (рис. 3, d = 1,15 нм) показали, что перемагничивание полностью обратимо лишь в области толщин d < 1,2 нм, где происходит однородное вращение намагниченности, а намагниченность в плоскости является основным состоянием. Для толщин же d > 1,6 нм всюду наблюдались прямоугольные петли гистерезиса (рис. 3, d = 1,91 нм).

В интервале толщин 1,2 – 1,6 нм наблюдалась довольно широкая область перехода от плоскостной намагниченности к перпендикулярной. В этой области перемагничивание происходило путем некогерентного вращения (рис. 3, d = 1,31 и 1,46 нм). Следует отметить рост коэрцитивности с увеличением d, что объясняется, видимо, ростом перпендикулярной анизотропии в области перехода. Остается загадкой необычайно большая величина магнитооптического контраста, наблюдаемая в области d = 1,46 нм, которая пропорциональна перпендикулярной компоненте магнитного момента слоев [7].

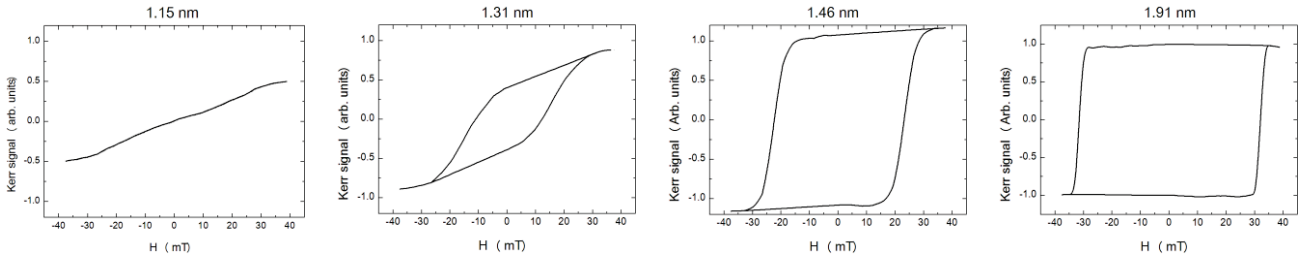


Рисунок 3. Локальные петли гистерезиса, измеренные для различных толщин платиновой прослойки в местах, указанных красными стрелками на рис. 2.

Литература

1. Y.L. Iunin, Y.P. Kabanov, V.I. Nikitenko et al. // Phys. Rev. Lett. **98**, 117204 (2007).
2. Y.L. Iunin, Y.P. Kabanov, V.I. Nikitenko et al. // J. Magn. Magn. Mater. **320**, 2044 (2008).
3. J. Moritz, F. Garcia, J.C. Toussaint, et al. // Europhys. Lett. **65**, 123 (2004).
4. P.J. Metaxas, R.L. Stamps, J.P. Jamet et al. // Phys. Rev. Lett. **104,** 237206 (2010).
5. A. Berger, S. Mangin, J. McCord et al. // Phys. Rev. B. **82**, 104423 (2010).
6. R.D. Shull, Y.L. Iunin, Y.P. Kabanov et al. // J. Appl. Phys. **113**, 17C101 (2013).
7. Z.Q. Qiu and S.D. Bader // Rev. Sci. Instrum. **71**, 1243 (2000).

Селективное возбуждение спиновой динамики в прозрачном антиферромагнетике $KNiF_3$

D. Bossini[1], А. М. Калашникова[2,*], Р. В. Писарев[2], Th. Rasing[1], A. V. Kimel[1]

1 Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, Heyendaalseweg 135, Nijmegen, 6526 AJ The Netherlands

2 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

*kalashnikova@mail.ioffe.ru

Для изучения вопроса об эффективности сверхбыстрого лазерно-индуцированного возбуждения спиновой динамики в магнитных материалах мы исследовали возбуждение когерентной и некогерентной спиновой прецессии субпикосекундными лазерными импульсами в модельном гейзенберговском антиферромагнетике $KNiF_3$. Мы показали, что перестройка длины волны лазерных импульсов между областями оптического поглощения и прозрачности магнитного материала позволяет управлять каналами передачи энергии от фотонов к спиновой системе. Мы впервые продемонстрировали экспериментально, что при длине волны импульсов, соответствующей области прозрачности среды, возбуждение спиновой динамики имеет селективный характер, т.е. энергия фотонов передается исключительно в спиновую систему.

Введение

В настоящее время активные исследования в области физики магнетизма и спинтроники посвящены поиску новых способов быстрого и эффективного управления спиновой системой антиферромагнитных сред. Например, интересной с фундаментальной и практической точек зрения альтернативой воздействию магнитных полей является управление когерентной и некогерентной спиновой динамикой помощью субпикосекундных лазерных импульсов.

В настоящее время открытым остается вопрос об эффективности взаимодействия субпикосекундных лазерных импульсов с магнитными средами. Например, одним из способов возбуждения [1] и контроля [2] когерентной спиновой динамики в магнитоупорядоченных диэлектриках является импульсное стимулированное рамановское рассеяние (ИСРР) на магнонах [3]. Однако широко распространено мнение, что такой процесс не позволяет достичь селективного оптического возбуждения спиновой динамики [4], при котором энергия лазерного импульса передается исключительно в спиновую систему без сопутствующего нагрева электронов и решетки. Действительно, в подавляющем большинстве экспериментов по возбуждению лазерно-индуцированной когерентной спиновой динамики в диэлектриках кроме процесса ИСРР происходило также частичное поглощение фотонов, которое неизбежно приводит к нагреву решетки. Роль конечного поглощения в процессе возбуждения спиновой динамики подробно не рассматривалась до настоящего момента.

Методика эксперимента

Для того чтобы ответить на вопрос о возможности селективного возбуждения спиновой динамики субпикосекундными лазерными импульсами, мы исследовали взаимодействие таких импульсов с гейзенберговским антиферромагнетиком $KNiF_3$ [5]. Этот материал в отличие от исследованных ранее оксидов переходных металлов характеризуется большой шириной запрещенной зоны (>6.2 эВ), благодаря чему в его спектре в ближней инфракрасной и видимой областях имеются области с нулевым поглощением (рис. 1). Эти области чередуются с относительно узкими полосами поглощения, обусловленного переходами между $3d$-подуровнями в ионах никеля.

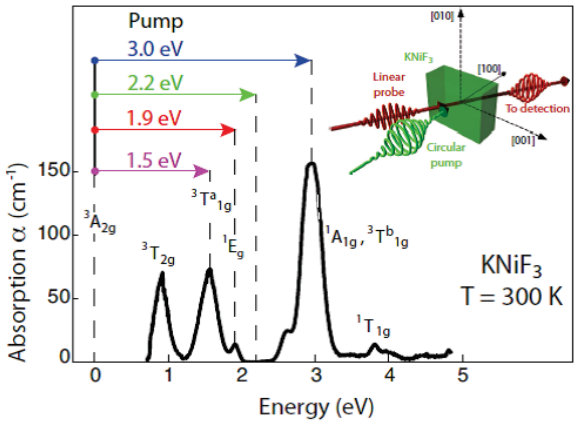


Рисунок 1. Спектр поглощения $KNiF_3$ при комнатной температуре. Стрелками показаны энергии фотона субпикосекундных лазерных импульсов, использованные для возбуждения спиновой прецессии. На вставке показана геометрия эксперимента накачки-зондирования.

Такой оптический спектр позволил нам впервые провести сравнительное исследование процесса возбуждения спиновой динамики в двух режимах: при частичном поглощении фотонов и при отсутствии такого поглощения.

Мы исследовали процесс возбуждения когерентной спиновой динамики в антиферромагнетике $KNiF_3$, используя методику накачки-зондирования [1]. Исследование проводилось для нескольких энергий фотона 100-фс импульсов зондирования, как показано на вставке на рис. 1. В эксперименте измерялось лазерно-индуцированное изменение величины магнитного линейного двупреломления, что позволило исследовать как поперечную динамику антиферромагнитного вектора **L** (когерентная прецессия спинов), так и его продольную динамику (нагрев спиновой системы).

Результаты и обсуждение

В случае энергий фотонов импульсов накачки, резонансных с одним из $d - d$-переходов (рис. 1), мы наблюдали возбуждение как поперечной, так и продольной спиновой динамики. С одной стороны, ИСРР приводило к генерации когерентной спиновой прецессии с временем затухания ~ 20 пс. С другой стороны, часть фотонов в импульсе накачки поглощалась, приводя к неравновесному заселению возбужденных 3d-подуровней ионов Ni^{3+}. В результате последующей безызлучательной релаксации происходило возбуждение ансамбля некогерентных фононов. Фонон-магнонное взаимодействие, в свою очередь, приводило к возбуждению некогерентных магнонов, т.е. нагреву спиновой системы и уменьшению длины вектора антиферромагнетизма **L**. Таким образом, при наличии конечного поглощения реализуется не только когерентное возбуждение спинов, но и нагрев решетки с последующим нагревом спиновой системы. Время нагрева составляет ~100 пс. Амплитуда некогерентного отклика спиновой системы тем больше, чем выше коэффициент поглощения для соответствующей энергии фотона импульсов накачки.

Ситуация существенно изменилась, когда энергия фотонов в импульсе накачки (2.2 эВ) соответствовала области прозрачности (см. рис. 1). Как и ранее, наблюдалось возбуждение когерентной спиновой прецессии через ИСРР. Неожиданным оказалось то, что и нагрев спиновой системы по-прежнему наблюдался, несмотря на отсутствие поглощения. Кроме того, в отличие от описанного выше случая, время нагрева спиновой системы оказалось эквивалентно времени затухания когерентной прецессии спинов (~40 пс).

Эти наблюдения позволили нам предложить следующий сценарий взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачным магнитным диэлектриком. В рассматриваемом случае взаимодействие лазерных импульсов с материалом происходит исключительно посредством ИСРР, приводящего к генерации когерентных магнонов. В результате рассеяния ансамбль квазичастиц теряет когерентность за время ~40 пс, что приводит к нагреву спиновой системы с тем же характерным временем. Таким образом, энергия фотонов передается только в спиновую систему, то есть происходит *селективное* оптическое возбуждение спиновой системы.

Заключение

Таким образом, мы показали, что путем перестройки длины волны субпикосекундных лазерных импульсов между областями поглощения и прозрачности магнитного материала мы можем управлять каналами передачи энергии от фотонов к спиновой системе. При конечном оптическом поглощении кроме возбуждения когерентной спиновой прецессии за счет ИСРР происходит нагрев спиновой системы за счет нагрева решетки, вызванного поглощением. В условиях же нулевого поглощения нагрев спиновой системы реализуется исключительно за счет рассеяния когерентных магнонов, генерируемых через ИСРР. В этом случае нами было впервые реализовано экспериментально селективное оптическое возбуждение спиновой динамики.

Работа была выполнена при частичной поддержке гранта Правительства РФ № 14.B25.31.0025, NWO, FOM, грантов EU FP7 № NMP3-LA-2010-246102 (IFOX), № 280555 (Go-Fast), № 214810 (FANTOMAS), а также гранта ERC № 257280 (Femtomagnetism). А. М. К. благодарит за поддержку РФФИ (грант № 12-02-31508-мол-а).

Литература

1. A. V. Kimel et al. // Nature. 435, 655 (2005).
2. J. A. de Jong et al. // Phys. Rev. Lett. 108, 157601 (2012).
3. V. N. Gridnev // Phys. Rev. B. 77, 094426 (2008).
4. T. Kampfrath et al. // Nature Photon. 5, 31 (2011).
5. D. Bossini, et al. (submitted).

Управление светом в плазмонных структурах посредством магнитного поля

А. Н. Калиш[1,2 *], В. И. Белотелов[1,2], А. К. Звездин[2,3]

1 МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

2 Российский квантовый центр, Новая ул., 100, Сколково, Московская область, 143025.

3 Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991.

*kalish@physics.msu.ru

В настоящей работе развивается единый теоретический подход, позволяющий описать резонансное поведение магнитооптических эффектов в плазмонных кристаллах в произвольных конфигурациях намагниченности и падения света, а также предсказать новые магнитооптические эффекты, не имеющие аналогов в однородных средах. Приводятся результаты качественного теоретического анализа и численных расчетов, а также экспериментальные данные.

Введение

Одним из перспективных направлений фотоники является магнитооптика, позволяющая эффективно управлять характеристиками оптического излучения на наносекундных временных масштабах. При этом возможно управление такими характеристиками волны, как интенсивность, поляризация и фаза, при прохождении волны через магнитную среду или при отражении от нее.

Магнитооптические свойства среды описываются величиной гирации g, пропорциональной намагниченности, причем для обычных ферромагнитных диэлектриков, как правило, $g<<1$.

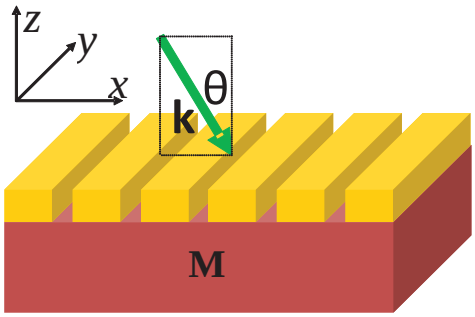


Рисунок 1. Пример магнитоплазмонного кристалла: металлическая решетка, нанесенная на однородный слой магнитного диэлектрика.

Известно, что в структурированных средах магнитооптические эффекты могут быть значительно усилены, что важно для миниатюризации фотонных устройств. Примером таких сред являются плазмонные кристаллы – периодические металло-диэлектрические структуры (рис. 1). Отличительной чертой рассматриваемых структур является то обстоятельство, что магнитными свойствами обладает только диэлектрическая часть структуры [1].

Магнитооптические эффекты в полярной и меридиональной конфигурациях

В полярной и меридиональной конфигурациях (намагниченность направлена вдоль оси z и x соответственно) намагниченность изменяет поляризационные свойства мод. TM (TE) моды приобретают TE (TM) компоненты поля, линейные по намагниченности. Поэтому падающая TM-поляризованная волна может возбудить не только TM-моды, но и моды TE-типа. Таким образом, в ближнем оптическом поле приложение магнитного поля позволяет управлять поляризацией моды, а также включать и выключать моды.

Теоретический анализ резонансных дальнепольных магнитооптических свойств плазмонного кристалла основан на следующих обстоятельствах. Амплитуда в дальнем поле в спектральной окрестности резонанса, связанного с возбуждением моды, имеет вид:

$$A(\omega) = \frac{a}{\omega - \omega_r} + b, \qquad (1)$$

где ω_r – комплексный полюс матрицы рассеяния. Падающая волна может быть представлена в виде суммы резонансного и нерезонансного слагаемых, первый из которых связан с возбуждением моды:

$$\left|\psi^{(in)}\right\rangle = \left|\psi^{(in)}_{res}\right\rangle + \left|\psi^{(in)}_{nr}\right\rangle. \qquad (2)$$

Для качественного анализа можно предположить, что коэффициенты a и b в формуле (1) пропорциональны амплитудам резонансного и нерезонансного членов в формуле (2) соответственно.

Для анализа отклика в дальнем поле магнитоплазмонного кристалла необходимо учитывать поляризацию и свойства симметрии мод и падающей волны. Изменение ближнепольных свойств мод в дальнем поле может проявиться либо в изменении поляризации рассеянных волн (эффект Фарадея), либо в появлении новых резонансов в спектрах интенсивности рассеянных волн (интенсивностный эффект). При наклонном падении проявляются оба эффекта при возбуждении любой моды. При нормальном падении из-за дополнительных свойств симметрии возникают ограничения.

При нормальном падении ТМ-поляризованной волны на структуру, намагниченную в полярной конфигурации, резонансные особенности в спектре угла Фарадея возникают на частотах, соответствующих возбуждению любой симметричной моды. При наклонном падении особенности возникают при возбуждении любой моды. Возбуждение разных типов мод (квази-ТЕ- и квази-ТМ-) по-разному проявляется в спектре угла Фарадея.

В случае нормального падения ТМ-волны с частотой, близкой к частоте антисимметричной квази-ТЕ-моды или симметричной квази-ТМ-моды, на структуру, намагниченную в меридиональной конфигурации, возникает резонансный интенсивностный эффект, четный по намагниченности. Данный эффект обусловлен исключительно свойствами собственных мод структурированной среды и в однородных средах отсутствует.

Кроме того, при возбуждении любых мод при наклонном падении имеет место нечетный по намагниченности интенсивностный эффект, причем он возникает только для промежуточной поляризации падающей волны, исчезая для s- и p-поляризаций [2,3].

Магнитооптические эффекты в экваториальной конфигурации

В экваториальной конфигурации (намагниченность направлена вдоль оси y) намагниченность влияет только на дисперсию мод. Поэтому падающая ТМ-волна взаимодействует только с ТМ-модами. Изменение частоты возбуждения моды приводит к смещению резонансов в спектрах интенсивности рассеянных волн и, как следствие, к резонансному увеличению экваториального эффекта Керра [4].

Другой эффект, проявляющийся в экваториальной конфигурации, – это фазовый магнитооптический эффект, который заключается в индуцированном намагниченностью изменении фазы отраженной и прошедшей волн. Отклик структуры в дальнем поле определяется свойствами ее оператора рассеяния, который связывает поле рассеянных волн с полем падающих. Оператор рассеяния может быть разложен по базису проекторов на собственные моды структуры, при этом коэффициенты разложения являются фазовыми множителями. В окрестности области возбуждения моды соответствующий коэффициент испытывает быстрое изменение фазы на 2π. Спектральное смещение резонанса приводит, таким образом, к резонансу типа Фано в спектрах фазы рассеянных волн.

Следует также отметить, что изменение дисперсии мод приводит к возможности управления локализацией и распространением гибридной волны, являющейся суперпозицией двух мод. В частности, намагниченность влияет на характеристики эффекта туннелирования энергии магнитоплазмона через плазмонную структуру [5].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 13-02-01122, 13-02-91334, 13-02-92710, 13-02-90438, 14-02-01012, стипендии Президента РФ СП-124.2012.5 и Фонда Александра фон Гумбольдта.

Литература

1. M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev (ed.) “Magnetophotonics”, V. 178 of “Springer Series in Materials Science”. Springer Berlin Heidelberg (2013).

2. V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, I.A. Akimov *et al.* // Nature Communications, V. 4, 2128 (2013).

3. V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, A.N. Kalish *et al.* // Physical Review B, V. 89, 045118 (2014).

4. M. Pohl, L.E. Kreilkamp, V.I. Belotelov *et al.* // New Journal of Physics, V. 15, 075024 (2013).

5. A.N. Kalish, V.I. Belotelov, S.N. Andreev *et al.* // CAOL’2013 Conference Proceedings, 251 (2013).

Невзаимность магнитостатических спиновых волн в неоднородных магнитных средах

Е. А. Караштин[1,2,*]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*eugenk@ipmras.ru

Установлен общий критерий возникновения невзаимности при распространении магнитостатических спиновых волн в пространственно неоднородных магнитных средах. Рассмотрено применение критерия к некоторым частным случаям неоднородных магнитных структур, таких как однородно намагниченные полупространство и пластина [1], плоскослоистые системы, а также периодический массив дипольно связанных магнитных наночастиц [2].

Введение

Невзаимность волны можно определить как изменение ее характеристик (в частности, дисперсионных свойств) при обращении направления распространения. Интерес к невзаимному распространению волн связан с возможностью использования этой особенности в устройствах микроэлектроники, таких как микроволновые изоляторы [3].

Невзаимность спиновых волн в различных системах исследуется давно. Известно, например, что магнитостатические спиновые волны, прижатые к границе однородно намагниченного полупространства и вакуума, невзаимны: вдоль оси, перпендикулярной намагниченности, разрешено распространение волны только в одном направлении [3]. Деймон и Эшбах рассмотрели взаимную систему — слой, однородно намагниченный в плоскости границ [1]. Недавно были выдвинуты условия, достаточные для невзаимности спиновых волн в периодическом массиве дипольно связанных магнитных частиц [2].

В данной работе установлен критерий невзаимности магнитостатических спиновых волн в неоднородных ферромагнитных системах, а также показано его применение к перечисленным выше частным случаям неоднородного распределения намагниченности.

Критерий невзаимности магнитостатических спиновых волн

Безобменное магнитостатическое приближение применяется в СВЧ-диапазоне, в котором гиротропия тензора магнитной восприимчивости существенно преобладает над гиротропией, обусловленной недиагональными компонентами тензора диэлектрической проницаемости [3]. При этом в уравнении Максвелла для вектора напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ не учитывается член, пропорциональный индукции электрического поля, поэтому формально уравнения для магнитного поля совпадают с магнитостатическими. В таком приближении напряженность магнитного поля имеет вид $\mathbf{H} = \nabla\psi$, где ψ удовлетворяет уравнению

$$div\left(\left(1 + 4\pi\hat{\chi}\right)\nabla\psi\right) = 0, \qquad (1)$$

тензор высокочастотной магнитной восприимчивости $\hat{\chi}$ определяется линеаризованным уравнением Ландау-Лифшица для высокочастотной компоненты намагниченности с учетом стационарного магнитного момента $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$ и связанного с ним магнитного поля $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$.

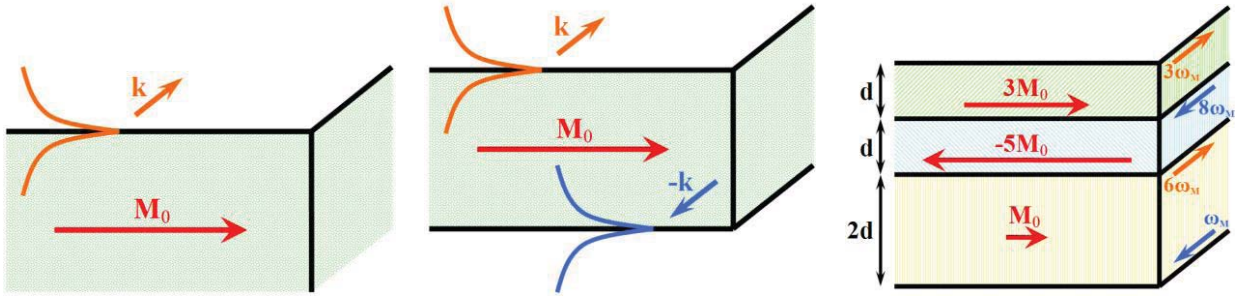
Применяя к уравнению (1) фурье-преобразование по пространственным координатам, получим уравнение на $\psi(\mathbf{k})$. Тогда взаимной считается такая система, в которой для любого решения $\psi(\mathbf{k})$ функция $\psi(-\mathbf{k}^*)$ также является решением. Установлено условие, при котором система не обладает таким свойством. Анализируются следствия полученного общего условия. В частности, при наличии в системе ненулевого тороидного момента $\mathbf{T} = \int[\mathbf{r}\times\mathbf{M}(\mathbf{r})]d\mathbf{r}$ она является невзаимной.

Примеры применения критерия

На рисунке 1 показаны поверхностные спиновые волны в плоскослоистых средах. Изображена поперечная структура функции ψ в случае большой толщины слоев $d >> 1/k$. Для однородно намагни-

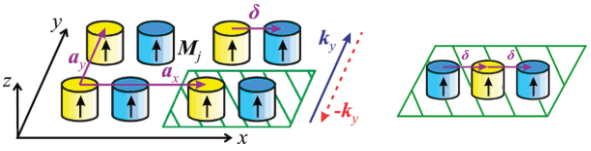
ченного полупространства (рисунок 1 (а)) распространение спиновых волн невзаимно: разрешено только одно направление распространения. Намагниченный слой (рисунок 1 (б)) [1] является взаимной системой: вдоль двух границ могут распространяться эквивалентные волны противоположных направлений. На рисунке 1 (в) приведен пример системы, являющейся невзаимной, несмотря на отсутствие в ней средней намагниченности и тороидного магнитного момента: волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, имеют разные частоты. Вектор, определяющий направление невзаимности, здесь можно записать в виде $\int(\mathbf{r},\mathbf{r})[\mathbf{r}\times\mathbf{M}(\mathbf{r})]d\mathbf{r}$.

В работе [2] исследовано возникновение невзаимности в периодическом массиве магнитных наночастиц (рисунок 2 (а)). В этой работе установлено, что невзаимность возникает в случае, когда частицы имеют компоненту намагниченности, перпендикулярную их плоскости, и, кроме того, элементарная ячейка структуры содержит более одной частицы. Эти условия невзаимности волн, распространяющихся в плоскости частиц, являются необходимыми, но, по-видимому, не достаточны. На рисунке 2 (б) приведен пример сложной элементарной ячейки, состоящей из трех частиц, в которой такие спиновые волны должны быть взаимны, поскольку ячейка обладает центром инверсии.



а б в

Рисунок 1. Поверхностные спиновые волны (а) на границе намагниченного полупространства; (б) в однородно намагниченном слое; (в) в невзаимной плоскослоистой системе с нулевым тороидным моментом.



а б

Рисунок 2. (а) Периодический массив магнитных наночастиц, содержащий две частицы в элементарной ячейке. Рисунок взят из работы [2]. (б) Элементарная ячейка взаимной системы, состоящая из трех частиц.

Заключение

В работе получен критерий невзаимности спиновых волн в пространственно неоднородных магнитных системах в магнитостатическом приближении. На практике часто можно использовать достаточное условие невзаимности, заключающееся в наличии в системе вектора тороидного момента, ориентированного вдоль направления распространения спиновой волны. Не являясь необходимым, оно, однако, удобно в применении и позволяет определять направление в системе, вдоль которого распространение спиновой волны будет невзаимно. На простом примере плоскослоистой системы, состоящей из трех ферромагнитных слоев, продемонстрировано, что в структурах с нулевым тороидным моментом также может наблюдаться невзаимность спиновых волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и фонда «Династия».

Литература

1. R.W. Damon, J.R. Eshbach // J. Phys. Chem. Sol., V. 19, 308 (1961).

2. R.Verba, V.Tiberkevich, E.Bankowski *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 103, 082407 (2013).

3. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит (1994).

Эпитаксиальные GaAs-структуры с ферромагнитными нанокластерами Co

А. В. Кудрин[1,2,*], А. В. Здоровейщев[1], Б. Н. Звонков[1]

1 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.
*kudrin@nifti.unn.ru

В работе сообщается о формировании комбинированным методом газофазной эпитаксии и лазерного распыления эпитаксиальных GaAs-структур, содержащих наноразмерные включения Co. Исследована топография поверхности структур и их магнитотранспортные свойства.

Введение

Актуальными являются усилия по созданию полупроводниковых структур, содержащих ферромагнитные нановключения. В подобных структурах могут проявляться специфические магнитооптически и магнитотранспортные свойства. В частности, ранее нами было показано, что присутствие ферромагнитных нанокластеров полуметалла MnAs в слое InAs, в совокупности с неоднородным распределением тока в структуре, приводит к особенностям на магнитополевых зависимостях сопротивления Холла. Зависимости имеют гистерезисный характер, что определяется характером намагниченности кластеров MnAs. При этом эффект определяется силой Лоренца, т.е. нормальным эффектом Холла [1]. В настоящем докладе представлены результаты работ по созданию полупроводниковых слоев с ферромагнитными металлическими нанокластерами. Для создания структур использовался технологический метод, представляющий собой комбинацию газофазной эпитаксии и лазерного нанесения.

Методика эксперимента

На подложке GaAs методом газофазной эпитаксии при температуре 600ºC создавался буферный слой GaAs толщиной 0.4 мкм. Для ряда структур проводилось легирование последних 0.1 мкм буферного слоя донорной примесью Si. Далее при температуре 400ºC в потоке водорода проводилось формирование слоя Co методом лазерного распыления мишени Co. В ряде структур слой Co заращивался покровным слоем GaAs толщиной 6 нм методом лазерного распыления мишени GaAs при пониженном давлении в реакторе.

Результаты и обсуждение

Для исследования особенностей формирования капель Co на поверхности GaAs были проведены исследования топографии поверхности структуры (для структур без покровного слоя GaAs) на атомно-силовом микроскопе (АСМ). На рисунке 1 представлены АСМ-изображения поверхности структур без покровного слоя GaAs. Структуры различались временем распыления Co. Для структуры с временем распыления Co $t_{Co}\approx180$ сек. (рисунок 1, верхнее изображение) наблюдаются кластеры с латеральным размером порядка 70 нм и высотой 15 нм. Присутствует влияние времени распыления мишени Co на размер и поверхностную концентрацию кластеров. При уменьшении времени распыления $t_{Co}\approx60$ сек. (рисунок 1, нижнее изображение) наблюдается увеличение поверхностной концентрации кластеров, а также уменьшение их характерных размеров (латерального размера до 50 нм и высоты до 5 нм).

Несмотря на довольно высокую поверхностную концентрацию кластеров, они не перекрываются между собой, о чем свидетельствует величина проводимости структур, характерная для буферного слоя GaAs.

В диапазоне температур 10–300 К были проведены исследования магнитотранспортных свойств структур с нелегированным и легированным Si буферным GaAs-слоем и различным количеством осажденного Co. Структуры с нелегированным буферным слоем GaAs демонстрировали дырочный тип проводимости со слоевой концентрацией носителей заряда при 300 К порядка $5\cdot10^{11}$ см$^{-2}$. Структуры с

легированным Si буферным слоем GaAs обладали слоевой концентрацией электронов порядка $2 \cdot 10^{12} – 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ в зависимости от уровня легирования.

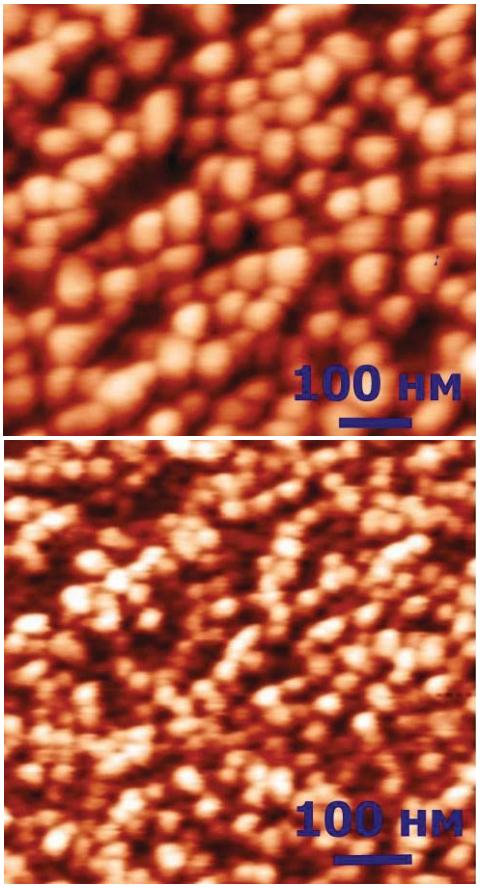


Рисунок 1. АСМ-изображения поверхности GaAs-структур с массивом Co-кластеров на поверхности. Время распыления мишени Co, сек.: верхний рисунок — 180; нижний рисунок — 60.

Зависимости сопротивления Холла от магнитного поля имели линейный вид во всем диапазоне температур для всех полученных структур как дырочного, так и электронного типа проводимости. Следовательно, в эффекте Холла не наблюдалось влияния локальных магнитных моментов кластеров Co на транспорт носителей заряда. В то же время для структур с легированным Si буферным слоем GaAs при температурах ниже 70 K наблюдается эффект отрицательного магнитосопротивления (рисунок 2). Возникновение отрицательного магнитосопротивления может быть связано как с особенностями рассеяния электронов на атомах Co, так и с влиянием кластеров Co на транспорт электронов. В дальнейшем будет проведена дополнительная работа по определению причины возникновения отрицательного магнитосопротивления в полученных структурах.

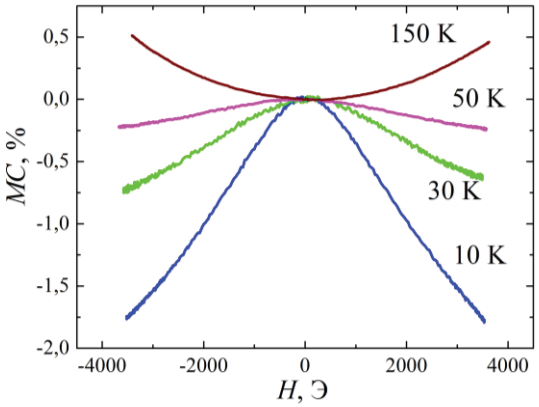


Рисунок 2. Магнитосопротивление при различных температурах для структуры с легированным Si буферным GaAs-слоем (время распыления Co составляло 180 сек.).

Таким образом, была показана возможность формирования комбинированным методом газофазной эпитаксии и лазерного распыления эпитаксиальных GaAs-структур, содержащих наноразмерные включения Co.

Работа выполнялась при поддержке грантов РФФИ 13-07-00982 и 13-02-97140.

Литература

1. V.L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov et al. // Physical Review B, V. 85, 144418 (2012); A.V. Kudrin, A.V. Shvetsov, Yu.A. Danilov, et al. //arXiv:1307.4225 (2013).

Обнаружение магнитного (АФ ВСП) фазового перехода в допированных ферро-пниктидах

Л. С. Мазов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603600

mazov@ipm.sci-nnov.ru

В плоскости FeAs(Se)-слоев допированных ферро-пниктидов(селенидов) ФП(С) обнаружен магнитный (АФ ВСП) фазовый переход, предшествующий сверхпроводящему (СП). В отличие от исходных, недопированных ФП(С), несоизмеримость ВСП с периодом решетки приводит к формированию ВЗП с половинным периодом. Магнитная фазовая (*H*-*T*) диаграмма допированных ФП(С) имеет вид, характерный для систем с сосуществованием (*e*-*h*)- и (*e*-*e*)-спариваний.

Введение

В плоскости слоев недопированных (полуметаллических) соединений ФП(С), как было установлено ранее из резистивных и нейтронных измерений, происходит магнитный фазовый переход (МФП) в состояние соизмеримой волны спиновой плотности (АФ ВСП) с температурой Нееля T_N ~ 140 K (для обзора см., напр. [1,2]). Однако, как принято считать, при допировании МФП исчезает, а в системе возникает СП-переход. В настоящей работе на основе детального анализа магниторезистивных измерений в нормальном состоянии обнаружены свидетельства МФП в состояние несоизмеримой АФ ВСП в плоскости слоев допированных ФП(С), что и создает необходимые условия для их перехода в СП-состояние. Построена магнитная фазовая (*H* -*T*) диаграмма этих соединений. Продемонстрировано, что поведение ФП(С) характерно для систем с сосуществованием диэлектрического (*e*-*h*) и сверхпроводящего (*e*-*e*) спариваний (см., напр., [2, 3]).

АФ ВСП переход в плоскости FeAs-слоев в нормальном состоянии

На рис.1 представлены данные по электросопротивлению (ЭС) $\rho(T)$ в плоскости FeAs-слоев монокристалла $Sm_{0.89}Th_{0.11}FeAsO$ для нескольких значений поперечного магнитного поля (***H*** // ***c***) [4]. Как видно из рис.1, резистивный переход уширяется с ростом *H*, и, более того, на резистивной кривой возникает «плечо» при $T = T_к$, смещающееся к $T = 0$ по мере роста *H*. Из анализа данных рис.1 следует, что геометрическим местом точек T_k (*H*) является кривая Блоха-Грюнайзена (БГ), определяющая фононный вклад в ЭС для большинства металлов,

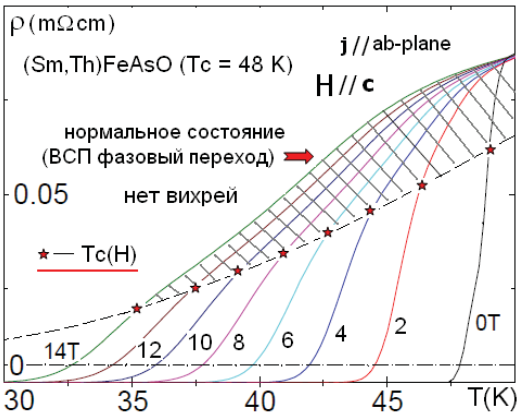


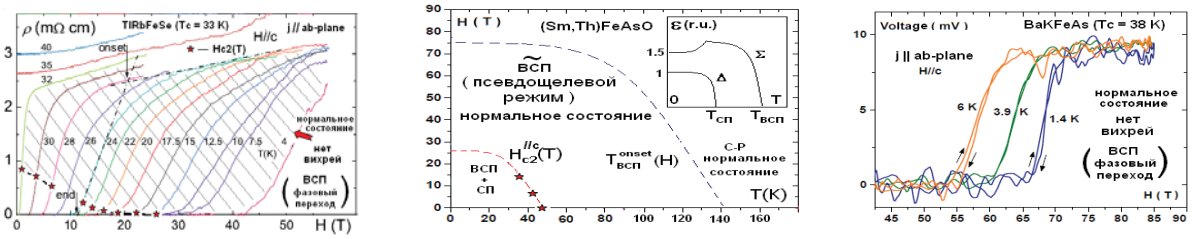
Рисунок 1. Зависимость $\rho(T)$ в плоскости FeAs-слоев [4].

включая магнитные (пунктирная кривая с температурой Дебая θ_D ~ 270 K) (см. [2]). Как следует из такого рассмотрения, ЭС здесь состоит из трех вкладов: остаточного (ниже штрихпунктирной линии), фононного (между пунктирной (БГ) кривой и штрихпунктирной линией) и магнитного (спин-флуктуационного) (выше пунктирной (БГ) кривой). Такая картина, фактически, означает, что СП-переход начинается только в точках с $T = T_k(H)$, т.е. заштрихованная область на рис.1 соответствует МФП, а исчезновение магнитного вклада в точке $T = T_k(H)$ свидетельствует о формировании в плоскости FeAs-слоев модулированной магнитной структуры (типа АФ ВСП) [5]. Ввиду несоизмеримости с периодом решетки эта ВСП сопровождается волной зарядовой плотности (ВЗП) с половинным периодом [6] и т.о. возникает страйп-наноструктура [2].

Магнитная фазовая (*H*-*T*) диаграмма

Полученная картина характерна для систем с сосуществованием СП и ВСП-диэлектрического упоря-

дочения. В таких системах с понижением температуры сначала формируется ВСП-диэлектрическая щель на симметричных участках поверхности(-ей) Ферми и затем система переходит в СП-состояние (см. вставку на рис.2б) [7]. Точки начала перехода системы в СП-состояние (звездочки на рис.1), перенесенные на плоскость (H,T), формируют температурную зависимость верхнего критического магнитного поля $H_{c2}(T)$. В параболическом приближении, при $T \rightarrow 0$, это поле достигает величины $H_{c2}(0)$ ~ 25 Т. Такое значение поля соответствует длине когерентности в плоскости FeAs-слоев порядка ξ_{ab} = 3.5 нм, а спиновые и зарядовые страйпы в этой плоскости [2] (в предположении изоморфности ВСП(ВЗП)-структур с купратами [7,8]) будут иметь ширины порядка 1.4 нм и 2.1 нм, соответственно. С другой стороны, поскольку термодинамика ВСП-диэлектрического и СП переходов аналогична (см., напр., [3] и ссылки там), то зависимость температуры начала такого перехода $T^*(H)$ может быть представлена также в параболическом приближении. Ввиду того, что для образца на рис. 1 $T^*(0)$ ~ 140 К [4], то оценка магнитуды поля $H^*(T)$ при $T \rightarrow 0$ дает величину ~ 75 Т. Полученные т.о. зависимости $H_{c2}(T)$ и $H^*(T)$ формируют магнитную фазовую (H-T) диаграмму этих материалов (рис.2б). Выше кривой $H^*(T)$ реализуется спин-разупорядоченное (СР) состояние магнитной подсистемы. Между кривыми $H_{c2}(T)$ и $H^*(T)$ система находится в ВСП-состоянии, волновой вектор которого зависит от H и T. Ниже кривой $H_{c2}(T)$ реализуется состояние, в котором ВСП и СП параметры порядка сосуществуют.



а б в

Рисунок 2. Зависимости ЭС (напряжения) от магнитного поля для ФП(С) (а, в) [9,10]; магнитная фазовая (H -T) диаграмма для монокристалла ФП на рис.1 (б) , на вставке – схема зависимости ВСП (Σ) и СП (Δ) параметров порядка от температуры [3].

АФ ВСП переход в магнитном поле

Измерения ЭС в сильных магнитных полях при фиксированной температуре позволяют исследовать обратный переход из ВСП-состояния в спин-разупорядоченное. На рис.2а представлены такие экспериментальные данные для монокристалла $Tl_{0.58}Rb_{0.42}Fe_{1..72}Se_2$ (T_c = 33 K) [9]. Области кривых $\rho(H)$ выше звездочек, указывающих значения $H_{c2}(T)$ для данной кривой [8], соответствуют МФП (АФ ВСП) в плоскости FeSe-слоев. В заштрихованной области СП-вихри отсутствуют - система находится в нормальном состоянии и ЭС определяется рассеянием подвижных носителей заряда на спиновых флуктуациях. (Определяемая пунктирными линиями точка на рисунке не соответствует точке выхода системы из СП-состояния, как это предполагается в [9], поскольку используемый резистивный критерий носит скорее геометрический характер.) Характерное поле $H^*(0)$ в данном образце довольно велико и достигает величины порядка 60 Т. На рис. 2в представлены экспериментальные данные $\rho(H)$ для монокристалла BaKFeAs (T_c = 38 K) в области гелиевых температур [10]. Область МФП (АФ ВСП) в представленном масштабе резко выражена, и, как видно из рисунка, величина $H^*(T)$ при $T \rightarrow 0$ для этого образца приближается к 70 Т. С другой стороны, в области шумов вблизи нуля ЭС СП-вихрей нет – это нормальное состояние ФП в рассматриваемом диапазоне полей (см. рис.2б).

Литература

1. Y. Qiu et al. // Phys.Rev.Lett. 101, 257002 (2008).
2. L.S. Mazov // arXiv.cond-mat: 0805.4097 (2008).
3. L.S. Mazov // J.Super.Nov.Magn. 20, 579 (2007).
4. N. Zhigadlo et al. // Phys.Rev.B. 82, 064517 (2010).
5. Ю.А. Изюмов // УФН. 144, 439 (1984).
6. Н.И. Куликов, В.В.Тугушев // УФН. 144, 643 (1984).
7. L.S. Mazov // Phys.Proc. 36, 735 (2012).
8. L.S. Mazov // J.Supercond.Nov.Magn. (in press).
9. L. Jiao et al. // Phys.Rev. B. 85, 064513 (2012).
10. C. Tarantini // Phys.Rev. B. 84, 184522 (2011).

Циркулярно-поляризованная электролюминесценция диодов с туннельным барьером GaMnAs/n+GaAs

Е. И. Малышева[1,*], М. В. Дорохин[1], А. В. Здоровейщев[1], М. В. Ведь[2]

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

*malysheva@phys.unn.ru

Исследованы структуры диодов с туннельным барьером GaMnAs/n+GaAs. Циркулярная поляризация излучения квантовой ямы InGaAs/GaAs, предположительно, связана с туннелированием и последующей инжекцией спин-поляризованных электронов из слоя GaMnAs.

Введение

Структуры на основе магнитных полупроводников находят применение в современной электронике и оптоэлектронике как элементы новых приборов на спин-поляризованных носителях [1]. Основной особенностью ферромагнитных полупроводниковых материалов является дырочная проводимость. Поэтому большинство известных спиновых светоизлучающих диодов (ССИД) на основе разбавленных магнитных полупроводников функционируют за счёт инжекции спин-поляризованных дырок [1]. Малое время спиновой релаксации дырок затрудняет использование такого дизайна ферромагнитного инжектора в структурах с толстыми спейсерными слоями (например, лазерные структуры). В работе [2] была предложена конструкция ССИД на основе диода Зеннера с квантовой ямой (КЯ) GaAs/AlGaAs, реализующая инжекцию спин-ориентированных электронов в активную область ССИД. Настоящая работа посвящена исследованию эффектов спиновой инжекции связанных электронов из валентной зоны слоя разбавленного ферромагнитного полупроводника в активную область излучающего диода. Возможность межзонного туннелирования спин-поляризованных электронов из слоя ферромагнитного полупроводника (*p*-типа проводимости) появляется за счёт сильного изгиба зон и сужения потенциального барьера обратно смещённого p-n+-гетероперехода. В результате рекомбинации спин-поляризованных электронов с неполяризованными дырками, инжектированными из подложки, регистрируется циркулярная поляризация электролюминесценции.

Методика эксперимента

Для формирования диодной структуры с туннельным барьером GaMnAs/n+GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках p-GaAs при температуре 600°C последовательно выращивались буферный слой p-GaAs, квантовая яма $In_xGa_{1-x}As$:Zn (концентрация $p \sim 8 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, ширина $d_{QW} = 16$ нм, содержание In $x \approx 0.16$), тонкий слой нелегированного GaAs ($d \approx 6$ нм), слой n – GaAs с градиентным легированием ($n \sim 10^{17} – 10^{19}$ см$^{-3}$, $d \approx 90$ нм) при температуре 600°C. Затем при температуре 340°C методом лазерного распыления Mn- и GaAs-мишеней были выращены GaMnAs ($d \approx 40$ нм) и GaAs ($d \approx 6$ нм). Для формирования диода на поверхность образцов наносился омический Au-контакт методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Методами фотолитографии и химического травления изготавливали мезаструктуры диаметром 500 мкм. Базовый омический контакт к подложке GaAs сформирован искровым вжиганием Zn-фольги. На диодах были проведены исследования электролюминесценции (ЭЛ) при смещении диодов в туннельном режиме: на Au-контакт подавался отрицательный относительно базы потенциал. Исследования степени циркулярной поляризации ЭЛ в магнитном поле, приложенном перпендикулярно поверхности образца, проведены в интервале температур 10 – 100 К.

Результаты исследований

На спектрах ЭЛ наблюдаются пики при энергиях 1,429 и 1,441 эВ, предположительно, соответству-

ющие излучательным межзонным переходам с основного и первого возбуждённого состояний в широкой КЯ. Ширина линий составляет 16 мэВ, что обусловлено легированием КЯ цинком.

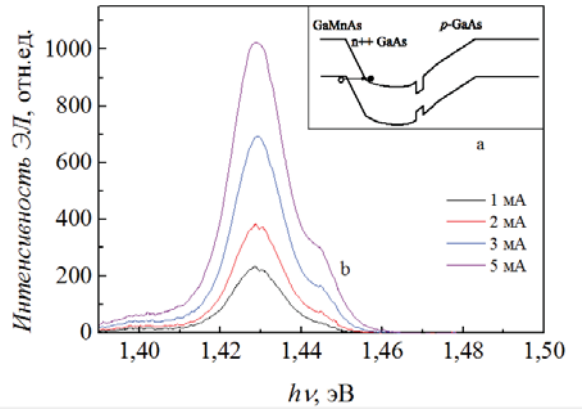


Рисунок 1. a) Схематическое изображение зонной диаграммы исследуемого диода; b) спектры ЭЛ диода, полученные при различных токах накачки при температуре 10 К.

При введении диодов в магнитное поле (рисунок 2) электролюминесцентное излучение становится циркулярно-поляризованным. На контрольной структуре без ферромагнитного GaMnAs-слоя степень поляризации ЭЛ примерно равна нулю. Предположительно, наблюдаемая в эксперименте циркулярная поляризация обусловлена инжекцией спин-поляризованных электронов из слоя GaMnAs.

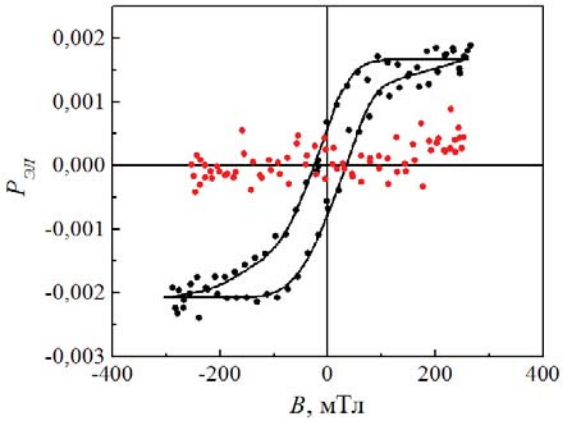


Рисунок 2. Магнитополевая зависимость степени поляризации ЭЛ диода с ферромагнитным GaMnAs-слоем (изображено чёрным цветом) и контрольной структуры (красным).

При температурах ниже 90 К зависимость степени поляризации от магнитного поля описывается петлей гистерезиса, что может свидетельствовать о наличии компоненты намагниченности, лежащей не в плоскости пленки. При увеличении температуры от 10 до 70 К вид кривой практически не изменяется. При дальнейшем повышении температуры величина остаточной намагниченности уменьшается и при 90 К и более высоких температурах уже не наблюдается петли гистерезиса (рисунок 3). Вероятно, это связано с достижением температуры Кюри ферромагнитного слоя.

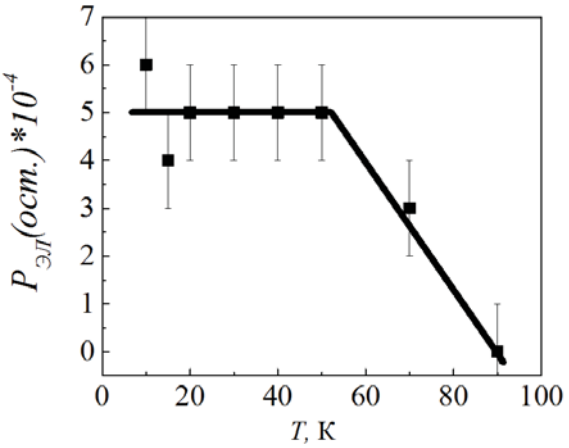


Рисунок 3. Температурная зависимость остаточной степени циркулярной поляризации ЭЛ.

Таким образом, исследована циркулярная поляризация ЭЛ в диодах Зеннера с ферромагнитным GaMnAs инжектирующим слоем. Циркулярная поляризация излучения, вероятно, связана с током (туннелированием и последующей инжекцией) спин-поляризованных электронов из слоя GaMnAs. Наличие петли гистерезиса вплоть до температуры 90 К свидетельствует об остаточной намагниченности и, предположительно, связано с существованием компоненты намагниченности, перпендикулярной плоскости слоя.

Авторы выражают глубокую признательность Б. Н. Звонкову за выращивание структур для исследований.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-02-00645а, 13-07-00982 и 14-07-31280 мол_а).

Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 40, R179 (2007).
2. P. Van Dorpe, Z. Liu, W. Van Roy, V.F. Motsnyi, M. Sawicki, G. Borghs, J. De Boeck // Appl. Phys. Lett., V. 84, 3495 (2004).

Влияние межслойного взаимодействия и конфигурации магнитной анизотропии на гистерезис магнитосопротивления спиновых клапанов с антиферромагнетиком $Mn_{75}Ir_{25}$

М.А. Миляев[1,*], Л.И. Наумова[1], Т.П. Криницина[1], В.В. Проглядо[1], Т.А. Чернышова[1], В.В. Устинов[1]

1Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

*milyaev@.imp.uranl.ru

Методом магнетронного напыления получены спиновые клапаны [Ta, $(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$]/$Ni_{80}Fe_{20}$/$Co_{90}Fe_{10}$/Cu/$Co_{90}Fe_{10}$/$Mn_{75}Ir_{25}$/[Ta, $(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$]. Исследована зависимость гистерезиса перемагничивания свободного слоя от угла между приложенным магнитным полем и основными направлениями магнитной анизотропии. Проанализировано влияние межслойного взаимодействия на гистерезисные характеристики. В спиновых клапанах с сильным межслойным взаимодействием обнаружено резкое сужение низкополевой петли гистерезиса при отклонении на малый угол приложенного магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии.

Введение

Полевая зависимость намагниченности спинового клапана включает в себя две петли гистерезиса. Низкополевая петля соответствует перемагничиванию свободного ферромагнитного слоя. Взаимодействие между свободным и пиннингованным ферромагнитными слоями приводит к сдвигу H_J этой петли от симметричного по отношению к $H = 0$ положения. Конфигурация магнитной анизотропии спинового клапана характеризуется взаимным расположением оси однонаправленной анизотропии (ООА) пиннингованного слоя и оси легкого намагничивания (ОЛН) свободного слоя. В работе [1] на основе приближения Стонера-Вольфарта построена диаграмма, предсказывающая реализацию гистерезисных мод перемагничивания (названных A и B) и безгистерезисной моды (C) в зависимости от величины H_J, поля одноосной анизотропии свободного слоя H_A и взаимного расположения ОЛН, ООА и приложенного магнитного поля МП.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование возможности безгистерезисного перемагничивания свободного слоя в спиновых клапанах с сильным ($|H_J / H_A| > 1$) и слабым межслойным взаимодействием ($|H_J / H_A| < 1$) в случае параллельной (ООА || ОЛН) и неколлинеарной конфигурации анизотропии.

Методика эксперимента

Магнетронным напылением на подложках из стекла были приготовлены спиновые клапаны композиции [Ta,$(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$]/$Ni_{80}Fe_{20}$/$Co_{90}Fe_{10}$/Cu/$Co_{90}Fe_{10}$/$Mn_{75}Ir_{25}$/[Ta, $(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$]. Варьирование толщин магнитных и немагнитных слоев использовалось для получения образцов с различным межслойным взаимодействием (таблица 1).

Таблица 1. Магниторезистивный эффект, поле межслойного взаимодействия и поле анизотропии свободного слоя для приготовленных образцов.

№ образца	$(\Delta R/R_s)_{max}$	H_J, Э	H_A	$\lvert H_J/H_A\rvert$
1	11.7	-4.4	25	0.2
2	5.0	2.6	10	0.3
3	9.5	7.3	8	0.9
4	10.6	10	8	1.3
5	10.7	16.5	10	1.7
6	8.1	31.7	8	4.0

Измерения намагниченности выполнены при помощи вибрационного магнитометра. Для определения поля одноосной анизотропии были приготовлены образцы [Ta, NiFeCr]/NiFe/CoFe/Ta, повторяющие буферный слой и композитный свободный

слой NiFe/CoFe для каждого из образцов. Петли гистерезиса были измерены при МП || ОЛН и МП ⊥ ОЛН. Сопротивление измерялось четырехконтактным методом при протекании постоянного тока в плоскости слоев. Магнитосопротивление определялось как $\Delta R/R_s = [(R(H) - R_s)/R_s] \times 100\%$, где $R(H)$ – сопротивление в МП, а R_s – в поле магнитного насыщения. Для оценки гистерезиса использовали H_c - полную ширину на полувысоте петли гистерезиса.

Результаты и обсуждение

Для получения зависимостей H_c от угла α между МП и ОЛН || ООА образцы поворачивали в магнитном поле, измеряя магниторезистивные кривые при фиксированных α. На рисунке 1 показаны характерные зависимости $H_c(\alpha)$. Для образцов с сильным межслойным взаимодействием (№ 4, 5 и 6) отклонение МП от ОЛН на угол 3 – 5° приводит к уменьшению H_c до величин менее 1 Э. При дальнейшем увеличении угла при некотором $\alpha = \alpha_0$ перемагничивание становится безгистерезисным.

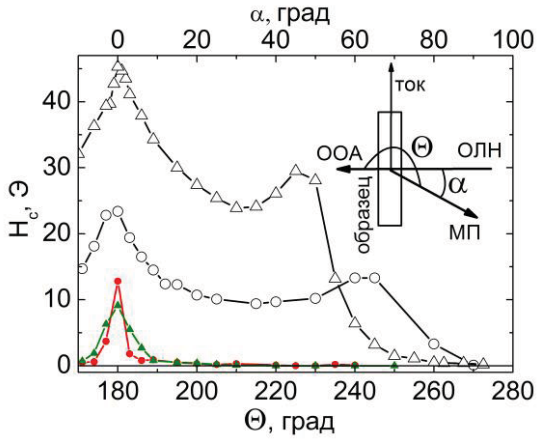


Рисунок 1. Зависимость H_c от угла отклонения МП от ООА и ОЛН для образцов № 1 и 2 (пустые кружки и треугольники) и № 4 и 6 (зеленые и красные символы). На вставке – схема измерения.

Углы α_0 отмечены на диаграмме [1] цветными кружками (рис.2). Затем угол α_0 оценили при помощи полученного в работе [2] выражения

$$\sin\alpha_0 = \left|H_A/H_J\right|. \qquad (\text{ф1}).$$

Вычисленные углы α_0 отмечены на диаграмме звездами (рис. 2). Кружки и звезды близки к границе между гистерезисной модой перемагничивания В и безгистерезисной – С.

Для формирования неколлинеарной конфигурации анизотропии с отклонением ООА от ОЛН на 10° образцы № 4 и 6 были отожжены (270 °С, 10 минут) и охлаждены в МП, направленном под углом 10° к ОЛН. Полевые зависимости магнитосопротивления были получены при МП || ОЛН и МП || ООА. Наименьшая величина H_c получена при МП || ОЛН.

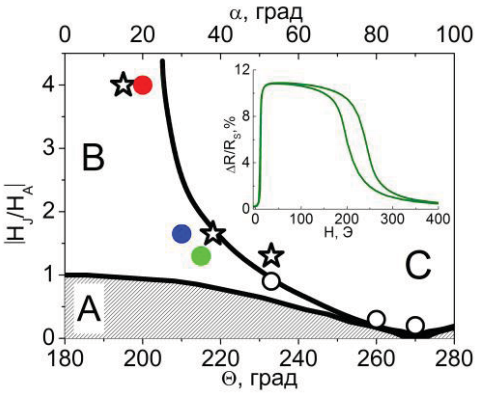


Рисунок 2. Диаграмма из работы [1]. Точки указывают углы α_0 перехода от фазы В к фазе С для образцов (1 – 6).

На вставке рисунка 2 показан график для магнитосопротивления отожженного образца № 4 при приложении МП || ОЛН (H_c = 0.9 Э, $(\Delta R/R_s)_{max}$ = 10.9 %, при чувствительности 2.9 %/Oe).

Для образцов со слабым межслойным взаимодействием (№ 1, 2 и 3) наблюдается иной характер зависимостей $H_c(\alpha)$ (рис. 1). Углы α_0, при которых происходит переход к безгистерезисному перемагничиванию, отмечены на рис. 2 пустыми кружками. Для образцов со слабым и сильным межслойным взаимодействием наблюдается тенденция: чем больше отношение $|H_A/H_J|$, тем больше α_0. При этом только в случае сильного межслойного взаимодействия малое отклонение МП от ООА позволяет получить спиновый клапан с перспективными для аналоговых приложений характеристиками.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ № 13-02-00749, НШ 6172.2012.2, Программы Президиума УрО РАН, проекты №12-2-2-009-АРКТИКА и №13-2-021-НПО.

Литература

1. M. Labrune, J.C.S. Kools, A. Thiaville // J. Magn. Magn. Mater. V. 171, 1 (1997).
2. Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Н.Г. Бебенин, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, Н.С. Банникова, В.В. Устинов // ФММ. V. 115 (2014), принята к печати.

Ферромагнитный резонанс в геометрически фрустрированных системах многослойных ферромагнитных наночастиц

В. Л. Миронов[1,*], Е. В. Скороходов[1], J. A. Blackman[2]

1 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

2 Department of physics, University of Leicester, Leicester, LE1-7RH, UK

* mironov@ipmras.ru

В настоящей работе приводятся результаты теоретических исследований магнитных состояний, особенностей процессов перемагничивания и спектров ферромагнитного резонанса в геометрически фрустрированных системах многослойных ферромагнитных наночастиц, упорядоченных на решетке с треугольной симметрией.

Основное внимание в работе уделено системам, состоящим из трехслойных стеков, образованных ферромагнитными дисками эллиптической формы (рис. 1).

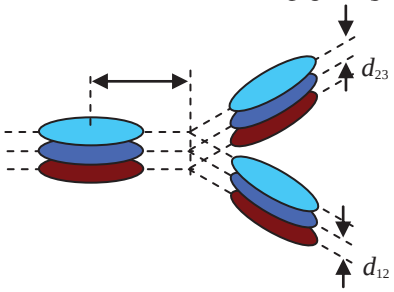


Рис. 1. Массив трехслойных эллиптических частиц на решетке с треугольной симметрией.

В расчетах использовалась простейшая модель магнитных частиц в виде анизотропных однородно намагниченных сфер со встроенной анизотропией, соответствующей форме эллиптического диска. Петли гистерезиса рассчитывались методом Монте-Карло. Показано, что в зависимости от соотношения между энергией анизотропии E_a и энергией магнитостатического взаимодействия частиц в слое E_m и между слоями E_{int} в данных системах реализуются различные сценарии перемагничивания. В качестве примера на рис. 2 приведены кривые гистерезиса для системы, состоящей из трех трехслойных частиц (с параметрами $d_{12} = d_{23} = d$; $\alpha = E_m / E_a = 0.5$). При слабом межслоевом взаимодействии ($r / d = 0.45$) данная система перемагничивается через состояние с антиферромагнитным межслоевым упорядочением (рис. 2а). Увеличение межслоевого взаимодействия ($r / d = 0.58$) приводит к тому, что средний слой оказывается в высокоэнергетичном состоянии (рис. 2б). При дальнейшем увеличении поля в системе реализуется состояние со смешанным ферромагнитным / антиферромагнитным межслоевым упорядочением. Похожая ситуация реализуется и при более сильном межслоевом взаимодействии ($r / d = 0.83$, см. рис. 2в).

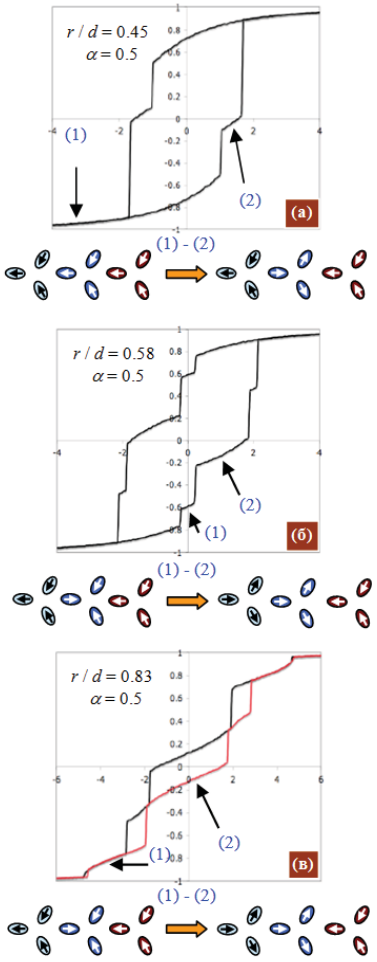


Рис. 2. Нормированные кривые перемагничивания и схемы переходов между различными состояниями в системе трехслойных частиц: (а) - $r / d = 0.45$; (б) - $r / d = 0.58$; (в) - $r / d = 0.83$. Внешнее поле нормировано на величину поля анизотропии.

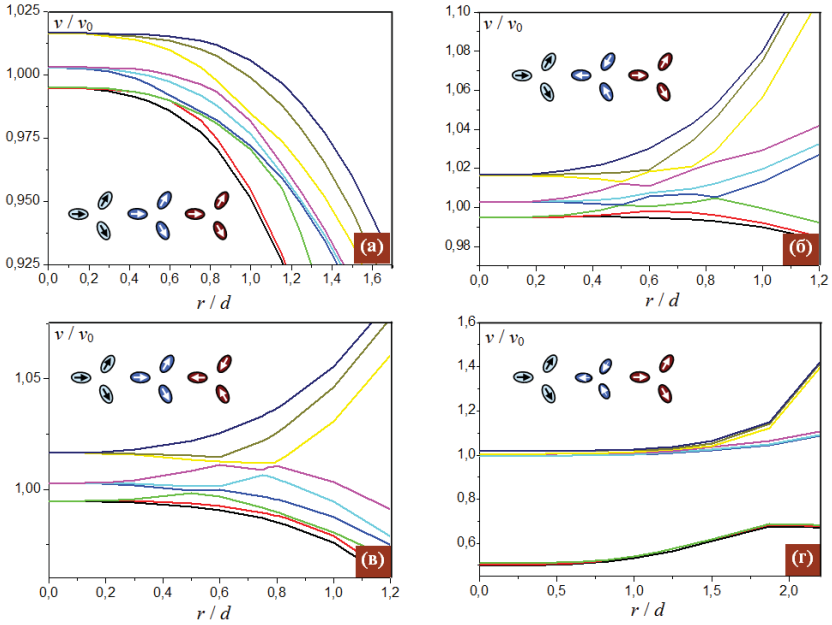


Рис. 3. Зависимости нормированных частот ФМР массива трехслойных частиц от расстояния между слоями: (а) – случай ферромагнитного упорядочения магнитных моментов слоев; (б) – антиферромагнитное упорядочение; (в) – случай смешанного ферромагнитного/антиферромагнитного упорядочения; (г) – случай антиферромагнитного упорядочения в системе стеков с уменьшенным моментом среднего слоя. ν_0 – резонансная частота частицы.

Были проведены исследования особенностей спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) для различных состояний многослойных систем в нулевом внешнем магнитном поле. В расчетах также использовалась модель частиц в виде анизотропных однородно намагниченных сфер. Колебания магнитного момента каждой частицы в массиве описывались уравнением Ландау-Лифшица.

Спектр собственных частот взаимодействующих частиц определяется магнитостатическим взаимодействием и существенно зависит от пространственной конфигурации магнитных моментов [1]. Это позволяет, меняя магнитное состояние массива, существенно перестраивать спектр ФМР. На рис. 3 приведены нормированные частоты ФМР в зависимости от расстояния между слоями для различных конфигураций магнитных моментов частиц в массивах, состоящих из трехслойных частиц.

Магнитостатическое взаимодействие приводит к расщеплению и существенной перестройке спектра. Наблюдаемые немонотонности на зависимостях рис. 3 связаны с конкуренцией внутрислоевого и межслоевого взаимодействий.

Кроме того, видно, что перемагничивание массивов из состояния с ферромагнитным упорядочением слоев в состояние с антиферромагнитным упорядочением сопровождается перестройкой спектра ФМР и сдвигом его в область более высоких частот.

Интересные перспективы открываются в инженерии магнитных состояний и ферромагнитного резонанса в связи с возможностями варьирования величины магнитного момента частиц в различных слоях. В частности, мы рассмотрели систему с уменьшенным магнитным моментом частиц среднего слоя ($m_1 = m_3$, $m_2 / m_1 = 0.5$). В таких системах можно реализовать значительное расщепление спектра за счет начального сдвига ФМР частот частиц в различных слоях. С практической точки зрения подобные массивы многослойных наночастиц перспективны для создания пассивных перестраиваемых фильтров СВЧ-диапазона [2, 3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программ Президиума РАН и Министерства образования и науки Российской Федерации.

Литература

1. В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева, Е.В.Скороходов, J.Blackman // Известия РАН, сер. Физ., **77**, 37 (2013).
2. H. Zhang, A. Hoffmann, R. Divan, P. Wang // Appl. Phys. Lett., **95**, 232503 (2009).
3. N.Kuhlmann, A. Vogel, G. Meier // Phys. Rev. B, **85**, 014410 (2012).

Спин-инжекционные твердотельные генераторы терагерцевого излучения: полученные результаты и перспективы развития

П.Е. Зильберман[1, *], Г.М. Михайлов[2, #]

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190.

2 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Ак. Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.
*zil@ms.ire.rssi.ru, #mikhailo@iptm.ru

В докладе приводятся результаты проведенных в ИРЭ РАН и ИПТП РАН исследований и рассматриваются пути развития твердотельных генераторов терагерцевого излучения, реализуемых в виде микро- и наноразмерных переходов (контактов) из магнитных металлов, действие которых основано на спиновой инжекции.

Введение

Освоение терагерцевых (ТГц) электромагнитных волн с частотой 0.3 – 30 ТГц привлекает исследователей в силу ряда причин, в том числе и из-за возможностей практического применения в информационных и коммуникационных технологиях; медицине, биологии, сельском хозяйстве, системах безопасности, мониторинге окружающей среды, космосе, материаловедении и т.д. Терагерцевое излучение в отличие от рентгена не является ионизирующим, тем самым, не повреждает живые клетки и организмы. По этой причине может широко использоваться для диагностики живых объектов.

Тем не менее, несмотря на весомую востребованность, широкое применение терагерцевых электромагнитных волн сдерживается по ряду причин, в том числе из-за недостаточной эффективности существующих твердотельных генераторов излучения. Например, устройства на основе квантово-каскадных лазеров высокочувствительны к рабочей температуре. Как правило, в ТГц-диапазоне удавалось надежно реализовать работу генераторов при температуре лишь меньшей комнатной. Очевидна необходимость в разработке и создании компактных твердотельных источников-генераторов ТГц-излучения, надежно работающих в широком диапазоне температур - от криогенных до комнатных и выше.

Спин-инжекционные генераторы

В работах [1,2] экспериментально наблюдалась генерация терагерцевого излучения при комнатной температуре с помощью устройства, функционирование которого основано на новом физическом принципе - на межподзонных спин-зависящих оптических переходах, стимулированных sd-обменным взаимодействием [3], электронов проводимости с отрицательной спиновой температурой, достигаемой путем инжекции поляризованных по спину электронов в микро(нано)контакты из ферромагнитных и антиферромагнитных металлов (ФМ и АФМ) или полуметаллов. К настоящему времени показано, что ТГц-излучение устойчиво наблюдается в конструкциях штырь-пленка (рис. 1).

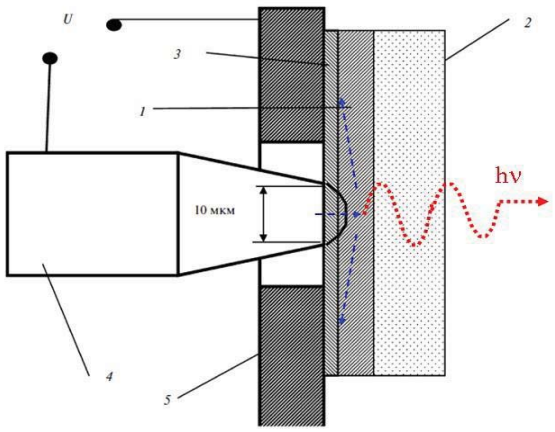


Рисунок 1. Устройство "штырь-пленка" для ТГц-излучения.

В качестве материалов пленки использовались ферромагнитные металлы (Fe) и полуметаллы (Fe_3O_4), а также антиферромагнитные металлы (FeMn). Материал стержня (штыря) - Fe. Для двухслойных пленок, состоящих из слоев разных магнитных металлов, возможно также использование стержня (штыря) из немагнитных материалов.

В зависимости от состава материалов устройства мощность его излучения в области частот 1-30 ТГц, исходящего из зоны генерации с размерами порядка 10x10x0.03 мкм, могло достигать несколько мВт при токах инжекции порядка 100 mA. Оценка к.п.д. излучения давала величину выше 0.1%, а эффективности излучения (квантового выхода) - порядка 0.1-1.

Были также проведены начальные исследования полностью планарных (без использования штыря) конструкций - пленочных контактов из магнитных металлов. Они показали, что в них также возможно наблюдение ТГц-излучения. Однако интенсивность для планарных конструкций слабее, чем для устройств "штырь-пленка", и они остаются еще малоизученными.

Измеренные спектры излучения спин-инжекционных генераторов показывали наличие полос ТГц-излучения в области частот 9-30 ТГц с частотой полосы, зависящей от используемых магнитных металлов.

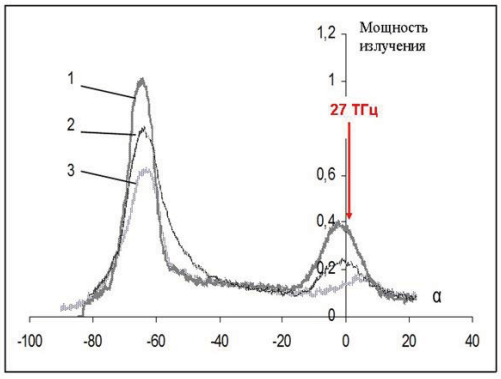


Рисунок 2. Распределение мощности дифрагированной волны излучения от угла падения.

Более того [2], наблюдалось увеличение (перестройка) частоты 1-ой гармоники излучения при 27 ТГц (рис. 2) для контакта ФМ-АФМ при увеличении тока инжекции, равного 220 (1), 200 (2) и 180 (3) mA. При этом интенсивность 1-ой гармоники (W_1) относительно интенсивности 0-гармоники (W_o) также возрастает (рис. 3), что свидетельствовало об увеличении эффективности излучения полосы при частоте 27 ТГц с уровнем спиновой инжекции.

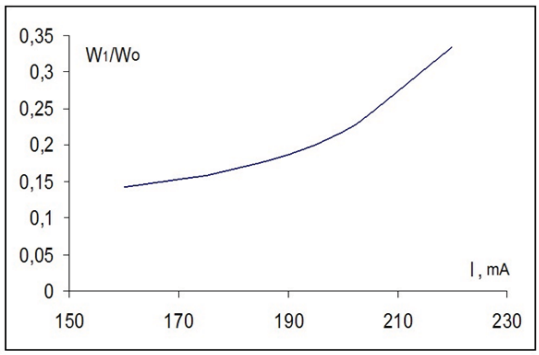


Рисунок 3. Зависимость относительной интенсивности 1-ой гармоники от тока инжекции.

Аналогичная нелинейная зависимость интенсивности излучения в области частот 1-30 ТГц без спектрального разрешения обнаруживается для всех исследованных материалов спин-инжекционных генераторов - существует некоторый пороговый уровень спиновой инжекции, выше которого излучение становится эффективным.

Заключение

Экспериментально показано, что микроконтакты из ферромагнитных и антиферромагнитных металлов и полуметаллов при пропускании тока через них проявляют свойства эффективных спин-инжекционных генераторов ТГц-излучения. Объяснение полученных результатов проведено с использованием модели межподзонных спин-зависящих переходов электронов проводимости с отрицательной спиновой температурой, достигаемой путем инжекции поляризованных по спину электронов, и стимулированных sd-обменным взаимодействием. Полученные результаты открывают также перспективы создания когерентного и монохроматического твердотельного спин-инжекционного генератора терагерцевого излучения с комнатной рабочей температурой - твазера (twaser), работающего подобно лазеру, но излучающего терагерцевые электромагнитные волны.

Литература

1. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Маликов И. В. и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 93, 289 (2011).
2. Гуляев Ю. В., Вилков Е. А., Зильберман П. Е. и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 98, 105 (2013).
3. Kadigrobov A., Shekhter R.I., Jonson M.// Физика низких температур, Т.**31**, 463 (2005).

Магниторезистивная память с записью электрическим полем

А. И. Морозов

Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, пр. Вернадского, 78, Москва, 119454.

mor-alexandr@yandex.ru

Рассмотрены возможные пути и проблемы создания магниторезистивной памяти с записью электрическим полем. Показано, что наиболее перспективна память на основе компенсированного среза мультиферроика $BiFeO_3$. Малые величины слабого ферромагнитного момента и линейного магнитоэлектрического эффекта в $BiFeO_3$ не являются препятствием для ее реализации. Представляет интерес память, переключаемая с помощью индуцируемых слоем пьезоэлектрика упругих напряжений, в которой используется наличие бистабильности намагниченности ферромагнитного слоя.

Введение

Совершенствование магниторезистивной памяти с произвольной выборкой (MRAM) является одной из задач спинтроники, имеющей большие перспективы. Масштабирование магнитных битов на нанометровый масштаб ставит задачу уменьшения плотности тока, используемого для записи. Кардинальное решение данной проблемы – это отказ от записи с помощью магнитных полей, создаваемых токами, или самим спин-поляризованным током и переход на запись с помощью электрического поля, прикладываемого к диэлектрическому слою (так называемая MERAM – магнитоэлектрическая память с произвольной выборкой) [1].

Обычно задача сводится к переключению намагниченности одного из ферромагнитных слоев, входящих в туннельное магнитное соединение (MTJ), состоящее из двух проводящих ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрической прослойкой. Параллельная ориентация намагниченностей этих слоев соответствует меньшему значению туннельного сопротивления и служит для записи «нуля», а антипараллельная или взаимно перпендикулярная ориентация намагниченностей – большему значению сопротивления и используется для записи «единицы». Считывание информации происходит путем измерения сопротивления.

Для переключения намагниченности одного из ферромагнитных слоев используется дополнительный электрочувствительный слой, соседствующий с выбранным ферромагнитным слоем.

Существуют два основных механизма взаимодействия между электрочувствительным и ферромагнитным слоями: за счет обменного взаимодействия между спинами указанных слоев [1] и взаимодействие за счет упругих деформаций, передаваемых от слоя слою [2, 3].

Обменное взаимодействие между слоями

Чтобы обменное взаимодействие между слоями имело заметную величину, электрочувствительный слой должен быть магнитоупорядоченным. А для управления электрическим полем необходимо, чтобы магнитный параметр порядка был связан с электрической поляризацией. Таким образом, в данном случае электрочувствительный слой должен быть слоем мультиферроика с магнитным и сегнетоэлектрическим упорядочением при комнатной температуре. Необходимыми свойствами обладают только феррит висмута $BiFeO_3$ и соединения на его основе. В тонких (<500 nm) пленках феррита висмута пространственно-модулированная структура подавляется и реализуется антиферромагнитное упорядочение G-типа со слабым ферромагнетизмом, обусловленным взаимодействием Дзялошинского-Мориа. Спонтанная сегнетоэлектрическая поляризация феррита висмута направлена вдоль одной из осей типа [111] ромбоэдрически искаженной перовскитоподобной структуры. Магнитные моменты железа лежат в плоскостях типа (111), перпендикулярных направлению спонтанной поляризации. Спины атомов, принадлежащих такой плоскости, направлены параллельно друг другу, то есть принадлежат одной антиферромагнитной подрешетке. Атомы соседних плоскостей принадлежат разным подрешеткам.

Как показано в работе [4], для осуществления поворота намагниченности ферромагнитного слоя

на угол порядка π атомные плоскости $BiFeO_3$, граничащие с ферромагнетиком, должны быть скомпенсированными атомными плоскостями типа (001) перовскитоподобной кристаллической структуры. Изменяя знак электрического поля, направленного параллельно плоскости слоя вдоль ребра псевдокубической решетки, можно развернуть вектор намагниченности ферромагнитного слоя на угол 90^0. Впервые это было реализовано для ферромагнитного слоя $Co_{0,9}Fe_{0,1}$ в работе [5]. Аналогичные результаты были получены с тем же ферромагнетиком в работе [6] и с ферромагнитным слоем $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ в работе [7].

Последовательная картина обменного взаимодействия и обусловленного им обменного сдвига на границе ферромагнетика с компенсированной поверхностью коллинеарного двухподрешеточного антиферромагнетика была предложена Кооном [8]. Согласно теории Коона, обменное взаимодействие между спинами ферро- и антиферромагнетика приводит к скосу спинов антиферромагнетика и возникновению в антиферромагнетике вблизи границы раздела наведенного ферромагнитного момента. Аналогично в ферромагнетике в результате отклонений спинов возникает наведенный антиферромагнитный момент. Вектор антиферромагнетизма ортогонален вектору намагниченности ферромагнетика (спин-флоп ориентация). Искажения параметров порядка слоев вблизи границы раздела убывают на атомных масштабах.

Перемагничивание слоя ферромагнетика в системе ферромагнетик-мультиферроик полностью определяется обменным взаимодействием. Электрическое поле приводит к развороту вектора поляризации и связанного с ним вектора антиферромагнетизма в слое мультиферроика, что, в свою очередь, приводит к развороту намагниченности ферромагнитного слоя на 90º за счет обменного взаимодействия на границе раздела ферромагнетик-мультиферроик. Наличие слабого ферромагнетизма и линейного магнитоэлектрического эффекта не является необходимым для реализации магниторезистивной памяти, вклад энергии анизотропии и взаимодействия Дзялошинского-Мориа в энергию взаимодействия слоев порядка 1 %.

Упругое взаимодействие между слоями

В этом случае под действием электрического поля происходит или деформация слоя пьезоэлектрика, или изменение деформации слоя сегнетоэлектрика-сегнетоэластика вследствие переориентации вектора спонтанной поляризации, вызванной электрическим полем. Деформация передается слою ферромагнетика. В последнем, вследствие магнитострикции, происходит переориентация легкой оси и, следовательно, вектора намагниченности [2,3]. При этом возможны два варианта: 1) переориентация происходит между двумя положениями равновесия, существовавшими в отсутствие взаимодействия с электрочувствительным слоем; 2) направление намагниченности ферромагнитного слоя определяется остаточной деформацией пьезоэлектрика или ориентацией сегнетоэластических доменов.

В первом из рассматриваемых случаев наибольший интерес представляет природа указанных положений равновесия (природа бистабильности). По мнению автора, лучше всего для ее создания подходит область гистерезиса при ориентационном фазовом переходе первого рода.

Если же при отсутствии взаимодействия с электрочувствительным слоем бистабильное состояние не имеет места, то стабильность одного из двух возможных направлений намагниченности, задающих «ноль» и «единицу», обеспечивается остаточной упругой деформацией, гистерезис которой наблюдался в работах [9-11].

Литература

1. R. Thomas, J. S. Scott, D. N. Bose *et al.* // J. Phys.: Cond. Matt., V. 22, 423201 (2010).
2. J. Hu, Z. Li, J. Wang *et al.* // J. Appl. Phys., V. 107, 093912 (2010).
3. J. Ma, J. Hu, Z. Li *et al.* // Adv. Matter., V. 23, 1062 (2011).
4. А. И. Морозов, А. С. Сигов // Нано- и микросистемная техника, Т. 10, 10 (2012).
5. Y.-H. Chu, L. W. Martin, M. B. Holcomb *et al.* // Nature Materials, V. 7, 478 (2008).
6. J. T. Heron, M. Trassin, K. Ashraf *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 107, 217202 (2011).
7. S. M. Wu, S. A. Cybart, D. Yi *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 110, 067202 (2013).
8. N. C. Koon // Phys. Rev. Lett., V. 78, 4865 (1997).
9. T. Wu, A. Bur, K. Wong *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 98, 262504 (2011).
10. T. X. Nan, Z. Y. Zhou, J. Lou *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 100, 132409 (2012).
11. S. Zhang, Y. G. Zhao, P. S. Li *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 108, 137203 (2012).

Природа температурной зависимости параметра анизотропии спиновых магнитных пружин

М. А. Москаленко[1,3,*], В. М. Уздин[1,2], Х. Йонссон [3]

1 СПб НИУ ИТМО, Кронверкский проспект, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

2 Физический факультет СПбГУ, Ульяновская ул., 1, Санкт-Петербург, 198904, Россия

3 Университет Исландии, Рейкьявик, Исландия

*moskalenko.mary@gmail.com

Температурная зависимость формы петли гистерезиса спиновых пружин объясняется на основе теории переходного состояния для магнитных степеней свободы. Для этого на многомерной энергетической поверхности системы как функции углов, задающих направления всех магнитных моментов, строится путь с минимальным перепадом энергии, соединяющий магнитные состояния, и рассчитывается энергетический барьер между ними. При более высоких температурах температурные флуктуации позволяют преодолеть более высокий барьер. Это приводит к тому же эффекту, что и уменьшение параметра анизотропии с температурой.

Введение

Слоистые магнитные наноструктуры, состоящие из обменно связанных слоев с различными магнитными свойствами, рассматриваются в настоящее время в качестве одного из основных элементов сред для высокоплотной магнитной записи [1]. Моделирование таких систем при учете структурных дефектов, тепловых флуктуаций, других неконтролируемых внешних воздействий представляет большой интерес как для физики низкоразмерного магнетизма, так и для приложений.

В магнитных пружинах, состоящих из чередующихся нанослоев жесткого и мягкого магнетика, петля гистерезиса совмещает характеристики петель составляющих ее слоев. Она обладает шириной петли жесткого магнетика и высотой мягкого, что приводит к увеличению ее площади и, как следствие, увеличению энергии, необходимой при перемагничивании, по сравнению с каждым из чистых материалов. Это свойство, а также обратимость процесса перемагничивания в широком интервале магнитных полей служит основой для практического использования таких систем.

Феноменологическая модель

При моделировании магнитных пружин обычно используется феноменологическая модель, в которой параметрами служат намагниченность, анизотропия и обменная жесткость мягкого и жесткого магнетиков [2]. Запишем энергию слоистой магнитной системы в виде

$$E = -\sum_{i=1}^{N-1} \frac{A_{i,i-1}}{d^2} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) - \sum_{i=1}^{N} K_i \cos^2(\theta_i) - \\ - \sum_{i=1}^{N} H \cdot M_i \cos(\theta_i - \theta_H). \qquad (1)$$

Здесь индекс i нумерует атомные слои. Первый член описывает обменное взаимодействие между слоями, характеризуемое параметром обменной жесткости A_i. На интерфейсе различных материалов M_1 и M_2 принято $A_{\text{int}} = \sqrt{A_{M_1} A_{M_2}}$. Второй член отвечает энергии анизотропии, а последний – энергии магнитных моментов M_i во внешнем магнитном поле H, которое направлено под углом θ_H к оси анизотропии. При расчетах в зависимости от величины внешнего поля находилась магнитная конфигурация, соответствующая локальному минимуму энергии.

Петля гистерезиса двухслойной магнитной пружины характеризуется двумя полями: H_{ex} и H_{irr} (рис. 1). При поле H_{ex} начинает перемагничиваться мягкий магнетик и начинается формирование спиральной структуры. При поле H_{irr} необратимо перемагничивается жесткий магнетик. Между этими полями находится обратимая часть петли гистерезиса.

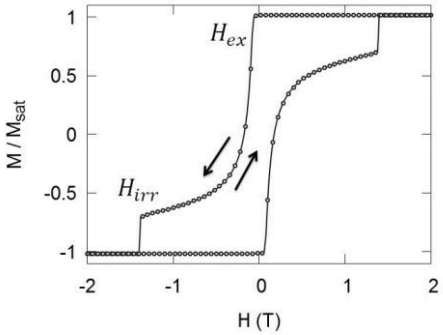


Рисунок 1. Расчетная петля гистерезиса для спиновой пружины $Fe(10нм)/SmCo(20нм)$

Феноменологическая модель (1) может описать процесс перемагничивания количественно, только если предположить, что ее параметры являются функциями температуры. Например, поле необратимого перемагничивания жесткого магнетика системы SmCo/Fe меняется почти вдвое при увеличении температуры от 30 К до комнатной (рис. 2). Поэтому считают, что параметр анизотропии жесткого магнетика (K_i в (1)), который в первую очередь определяет поле перехода, уменьшается с температурой. Природа этой зависимости остается открытым вопросом.

Теория переходного состояния для процессов перемагничивания спиновых пружин

При конечной температуре переход между состояниями может иметь место, когда эти состояния отделены энергетическим барьером. При этом увеличение температуры позволяет иметь близкие времена жизни метастабильных магнитных состояний, отделенных от основного состояния разными энергетическими барьерами.

Для расчета времен жизни магнитных состояний была использована теория переходного состояния, обобщенная на магнитные степени свободы [3]. Строился путь с минимальным перепадом энергии на 300-мерной энергетической поверхности в пространстве углов, задающих направление магнитных моментов. Максимум на этом пути определяет энергетический барьер между состояниями. На вкладке на рис.2 барьер представлен как функция внешнего магнитного поля. Показано, что при различных температурах одну и ту же частоту переходов (например, 1 переход в секунду) можно иметь в разных магнитных полях без предположения о зависимости параметра анизотропии от температуры.

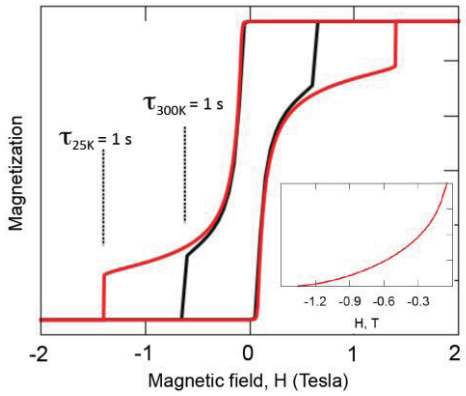


Рисунок 2. Петли гистерезиса магнитной пружины SmCo/Fe при T=25 K и T=300 K. На вставке величина барьера между однородным и спиральным магнитным состояниями как функция внешнего поля.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01) и частично поддержана грантом РФФИ 14-02-00102.

Литература

1. D. Suess // J. Magn. Magn. Mat., 308,183 (2007).
2. E. E. Fullerton et al. // Phys. Rev. B, 58, 12193 (1998).
3. P. F. Bessarab, V. M. Uzdin and H. Jónsson // Phys. Rev. B, 85, 184409 (2012).

Сверхбыстрая оптическая наведенная анизотропия в двумерной решетке магнитных субмикрочастиц

В. Л. Крутянский[1], И. Э. Раздольский[2], А. В. Кимель[2], В. В. Рогов[3], Е. В. Скороходов[3],Т. В. Мурзина[1, *]

1 Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, Москва, 119991.

2 Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, Heyendaalseweg 135, 6525 AJ Nijmegen, The Netherlands.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*murzina@mail.ru

Экспериментально исследована динамика поворота плоскости поляризации оптического излучения, отраженного от двумерного упорядоченного массива магнитных субмикрочастиц, рассмотрены основные механизмы, ответственные за данный эффект для времен задержки зондирующего импульса относительно мощного импульса накачки вплоть до единиц наносекунд.

Введение

Оптические свойства упорядоченных ансамблей металлических и магнитных нано- и микрочастиц активно исследуются в настоящее время. Помимо проявления свойств отдельных частиц, в таких структурах возможно наблюдение коллективных эффектов, связанных с взаимным расположением и влиянием частиц в массиве. Данной тематике посвящено множество работ, в которых исследованы проблемы магнитооптических, в том числе сверхбыстрых, оптоакустических и нелинейно-оптических свойств подобных структур [1-3]. В то же время последовательного изучения механизмов формирования оптического и магнитооптического отклика двумерных решеток магнитных наночастиц, а также роли возбуждения акустических фононов в таких структурах проведено не было. В данной работе приведены результаты экспериментального исследования динамики наведенного оптического двулучепреломления и намагничивания в регулярном двумерном ансамбле магнитных субмикрочастиц.

Описание эксперимента

Изучение сверхбыстрой динамики наведенного двулучепреломления и магнитооптического эффекта Керра было проведено методом «накачка-зондирование» с использованием излучения титан-сапфирового лазера и ПГС на его основе; длина волны излучения накачки составила 800 нм, плотность потока энергии около 2.5 мДж/см^2, длина волны зондирующего излучения составила 500 нм, плотность энергии в 100 раз меньше, чем в пробном луче; длительность импульса составляла около 80 фс. Углы падения пробного излучения и накачки на образец составили 15° и 0°, соответственно. Измеряемой величиной являлся поворот плоскости поляризации линейно поляризованного пробного излучения, отраженного или прошедшего через исследуемую структуру. При проведении магнитооптических измерений структура помещалась в меридиональное магнитное поле с напряженностью 2÷5 кГс. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

Был исследован массив магнитных субмикрочастиц кобальта, с толщиной около 30 нм и средним размером около 600 нм, упорядоченных в двумерную квадратную решетку с периодом 1.4 мкм на поверхности плавленого кварца. Структура была изготовлена с помощью методики, описанной в [4].

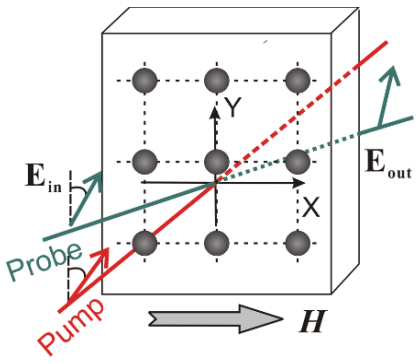


Рисунок 1. Схема эксперимента по изучению динамики поворота плоскости поляризации в массиве магнитных наночастиц в схеме «накачка-зондирование».

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведена типичная зависимость угла поворота плоскости поляризации зондирующего излучения от времени задержки пробного импульса относительно импульса накачки. Из приведенной зависимости видно, что после возбуждения решетки кобальтовых частиц проявляется ряд эффектов, приводящих к повороту плоскости поляризации пробного излучения и различимых по характерным временам релаксации. На субпикосекундном временном интервале наблюдается резкое изменение и частичное восстановление исходной величины угла поворота плоскости поляризации пробного излучения, что является проявлением эффектов оптически наведенного двулучепреломления, индуцированного быстрой электронной керровской нелинейностью металлических частиц.

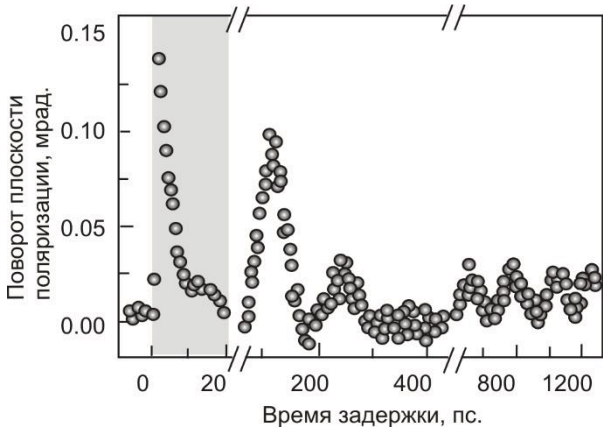


Рисунок 2. Зависимость угла поворота плоскости поляризации импульсного пробного излучения от времени задержки относительно импульса накачки.

При временах задержки менее нескольких сотен пикосекунд наблюдаются быстрозатухающие осцилляции угла поворота плоскости поляризации. Данный эффект можно объяснить возбуждением низкодобротных акустических колебаний в частицах кобальта, не взаимодействующих друг с другом. На том же временном интервале наблюдался эффект магнитного кругового дихроизма; время релаксации процесса составило около 120 пс.

Наконец, при временах задержки пробного импульса относительно возбуждающего импульса накачки свыше 500÷600 пс наблюдаются осцилляции угла поворота плоскости поляризации зондирующего излучения. Были выделены две моды осцилляций, периоды которых, определенные из фурье-анализа экспериментальных зависимостей, составили приблизительно 4.1 ГГц и 6.3 ГГц; амплитуда и фаза этих колебаний не зависели от приложенного магнитного поля и длины волны пробного излучения. Было показано, что период осцилляций также не зависит от поляризации излучения накачки, однако определяется ориентацией плоскости поляризации зондирующего излучения относительно квадратной решетки металлических частиц: больший период соответствует случаю, когда пробное излучение поляризовано параллельно диагонали поверхностной решетки частиц, тогда как меньший период наблюдался в случае параллельности поляризации зондирующего излучения стороне решетки.

Согласно проведенному теоретическому рассмотрению, мощное излучение накачки приводит к возбуждению акустических колебаний в кварцевой подложке за счет резонансного возбуждения колебаний в регулярной решетке частиц металла. В свою очередь, эти колебания приводят к возникновению двулучепреломления в кварцевой подложке, что наблюдается экспериментально. Отметим, что излучение накачки возбуждает широкий спектр акустических мод в кварцевой подложке, однако только моды с частотами, соответствующими параметрам решетки металлических субмикрочастиц, обладают достаточно большим временем жизни и проявляются в эксперименте.

Таким образом, в работе экспериментально исследована сверхбыстрая динамика наведенного двулучепреломления, а также магнитооптического эффекта Керра в двумерной квадратной решетке субмикрочастиц кобальта. Выявлены основные механизмы данного эффекта для времен задержки пробного импульса относительно импульса накачки от единиц пикосекунд до наносекунд.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-02-01102.

Литература

1. D. Chanda, K. Shigeta, T. Truong et al. // Nat. Commun., V. 2, 479 (2011).
2. D. Nardi, M. Travagliati, M.E. Siemens, Q. Li, M.M. Murmane, H.C. Kapteyn, G. Ferrini, F. Parmigiani, and F. Ban // Nano Lett., V. 11, 4126 (2011).
3. A. Kirilyuk, A. Kimel, Th. Rasing // Rev. Mod. Phys. V. 82, 2731 (2010).
4. O. G. Udalov, M. V. Sapozhnikov, E. A. Karashtin et al. // Phys. Rev. B, V. 86, 094416 (2012).

Магнитный нелинейно-оптический эффект Керра в мультислойных структурах CoFe/парамагнетик/CoFe

И. А. Колмычек[1], А. А. Клевцов[1], В. Л. Крутянский[1], В. В. Рогов[2], М. И. Сапожников[2], Т. В. Мурзина[1,*]

1 Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, Москва, 119991.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*murzina@mail.ru

Исследован эффект генерации магнитоиндуцированной оптической второй гармоники в мультислойных наноструктурах CoFe/оксид алюминия/ CoFe. Показано, что для циркулярно-поляризованного излучения накачки вклад квадратичных по намагниченности составляющих нелинейной поляризации в генерацию соизмерим с вкладом линейных магнитоиндуцированных компонент.

Введение

Магнитооптические и магнитотранспортные свойства структур, образованных чередующимися слоями ферромагнетик/немагнитный материал, являются объектами интенсивных исследований. Помимо наблюдения в таких структурах ряда перспективных эффектов, в них возможна реализация различных типов магнитного упорядочения, в том числе антиферромагнитного, характеризуемого магнитным тороидным моментом. Особый интерес представляет изучение нелинейно-оптических эффектов в таких структурах, особенно генерации второй оптической гармоники (ВГ), отличающейся исключительно высокой чувствительностью к свойствам поверхности и скрытых границ раздела. Методом генерации магнитоиндуцированной ВГ ранее были исследованы структуры ферромагнетик/антиферромагнетик, а также изучалось различие поверхностной и объемной намагниченности на границе магнитных слоёв [1,2]. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований генерации магнитоиндуцированной ВГ в трехслойных магнитных пленках и выявлен вклад квадратичных по намагниченности составляющих нелинейной поляризации в данный эффект.

Описание эксперимента

Были изучены трехслойные структуры композиционного состава CoFe (10 нм) - оксид алюминия (2 нм) – CoFe(10 нм)-Py(2 нм)- подложка (SiO_2). Особенность данных структур состояла в различной коэрцитивности магнитных слоев (около 20 Гс и 100 Гс, соответственно); меньшая коэрцитивность ближнего к подложке слоя достигалась напылением его на подложку пермаллоя. Образцом сравнения являлась однородная толстая пленка кобальта.

Линейная магнитооптика структур была изучена методом магнитооптического (МО) эффекта Керра; при этом было показано, что форма петель магнитного гистерезиса определяется геометрией оптического взаимодействия: зависит от угла падения зондирующего излучения на образец. В то же время форма петель магнитного гистерезиса МО эффекта Керра была антисимметрична относительно замены внешнего поля H→-H. Эксперименты по изучению динамики МО-отклика таких структур, проведенные методом накачка-зондирование, показали, что характерное время релаксации намагниченности составляет 120÷150 фс.

Изучение магнитного нелинейно-оптического эффекта Керра на частоте ВГ было проведено с использованием в качестве накачки излучения лазера на титанате сапфира (длина волны излучения 800 нм, длительность импульса 90 фс, плотность потока энергии на образце около 1 кВт/см^2). Прошедшее через структуру излучение ВГ спектрально выделялось системой цветных фильтров и детектировалось фотоэлектронным умножителем. Угол падения на исследуемую структуру излучения накачки, имеющего линейную или циркулярную поляризацию, варьировался в интервале от 5° до 50°. Экваториальное магнитное поле с напряженностью до

1.5 кГс создавалось с помощью электромагнита. Измерялись петли магнитного гистерезиса интенсивности ВГ, прошедшей через структуру.

Результаты и обсуждение

Петли магнитного гистерезиса p-поляризованной составляющей интенсивности ВГ, полученные в трехслойной структуре для экваториального магнитного нелинейно-оптического эффекта Керра, приведены на рис. 1. Представлены результаты, полученные для (a) p-поляризованного и (b) циркулярно-поляризованного излучения накачки; углы падения составили, соответственно, 35° и 50°. В первом случае форма петли гистерезиса интенсивности ВГ в целом соответствует традиционно наблюдаемым в такого рода структурах; при положительном значении магнитного поля проявляется сглаженная «ступенька», соответствующая антиферромагнитной конфигурации системы.

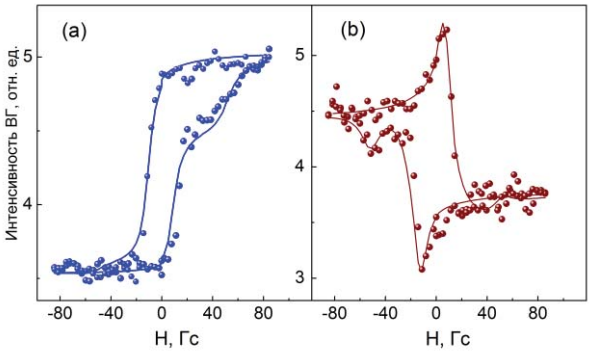


Рисунок 1. Зависимость интенсивности p-поляризованной второй гармоники от напряженности меридионального магнитного поля H; (a) угол падения p-поляризованного излучения накачки на структуру 35°, (b) угол падения циркулярно-поляризованного излучения накачки 50°.

В то же время для циркулярной поляризации излучения накачки в зависимости интенсивности ВГ от магнитного поля при аналогичных условиях эксперимента форма петель гистерезиса значительно отличалась от случая линейно поляризованной накачки (рис. 1,b).

Полученные зависимости интенсивности ВГ от напряженности магнитного поля были интерпретированы в терминах феноменологического описания процесса генерации ВГ в трехслойной структуре, образованной центросимметричными изотропными слоями. Были учтены как линейные, так и квадратичные по намагниченности составляющие нелинейной поляризации, $P_{2\omega}$, так что для однородной магнитной пленки выражение для $P_{2\omega}$ имело вид:

$$P_{2\omega} = A_0\hat{\chi}_0^{(2)}E_\omega E_\omega + A_1\hat{\chi}_1^{(2)}E_\omega E_\omega M + A_2\hat{\chi}_2^{(2)}E_\omega E_\omega M^2 \quad (1)$$

где E_ω – напряженность электрического поля накачки, M – намагниченность среды, $\chi_i^{(2)}$ – компоненты квадратичной восприимчивости структуры, описывающие не зависящую от намагниченности линейную и квадратичную по намагниченности составляющие поляризации (i=0,1,2, соответственно). При анализе экспериментальных зависимостей гистерезисов ВГ для трехслойной структуры были учтены разные величины коэрцитивности двух ферромагнитных слоев, а также обменное слагаемое, пропорциональное произведению M_1xM_2. Результаты соответствующей аппроксимации приведены на рисунке сплошными линиями.

Было показано, что в случае линейной поляризации излучения накачки наблюдаемые зависимости интенсивности ВГ от магнитного поля как для однородной магнитной пленки, так и для трехслойной структуры хорошо описываются уже в приближении только линейных по намагниченности составляющих нелинейной поляризации. Для циркулярно-поляризованного излучения накачки необходим учет квадратичных по намагниченности компонент $P_{2\omega}$, в том числе «обменного» слагаемого, для которых амплитуда эффективной квадратичной восприимчивости имеет тот же порядок величины, что и линейные по M составляющие, т.е. 10-20% по отношению к немагнитной компоненте $\chi_0^{(2)}$.

Таким образом, показано, что наиболее ярко квадратичные по намагниченности нелинейно-оптические эффекты на частоте ВГ проявляются для циркулярно-поляризованного зондирующего излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 13-02-01102.

Литература

1. A.A. Rzhevsky, B.B. Krichevtsov, D.E. Burgler *et al.* // Phys. Rev. B, V. 75, 144416 (2007).
2. A. Kirilyuk // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 35, R189 (2002).

Фазовые переходы в двумерном дипольном ферримагнетике

И. Р. Каретникова[1,2], К. Р. Мухаматчин[1,*], И. М. Нефедов[1,2], М. В. Сапожников[1,2], А. А. Фраерман[1,2], И. А. Шерешевский[1,2]

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*mykamil@yandex.ru

В работе теоретически исследован каскад фазовых переходов в системе диполей различной величины, упорядоченных на двумерной квадратной решётке в шахматном порядке, где роль "температуры" играет степень рассогласования дипольных моментов δ≤1. Показано, что по мере увеличения значения δ от 0 до 1 система последовательно пройдёт через ряд коллинеарных и неколлинеарных фаз.

Введение

Первоначально интерес к характеру ориентационного упорядочения диполей, расположенных в узлах двумерных решёток различной симметрии, был связан со способностью магнитных молекул образовывать регулярные двумерные структуры при их осаждении на немагнитную подложку. Показано, что минимуму энергии магнитостатического взаимодействия при этом отвечают различные неколлинеарные (микровихревые) и коллинеарные состояния, соизмеримые с масштабом решётки и обладающие нетривиальным вырождением при абсолютном нуле температуры. Однако учёт тепловых флуктуаций приводит к снятию такого вырождения и возникновению дискретной симметрии с коллинеарными ориентациями магнитных моментов в подрешётках [1].

Ограничение на число возможных конфигураций диполей, упорядоченных в регулярные двумерные массивы, связано с условием идентичности величин магнитных моментов **M** во всех узлах с радиус-вектором **R**:

$$\mathbf{M}^2(\mathbf{R})=M^2. \qquad (1)$$

Между тем развитие современных литографических методов позволяет создавать наноструктуры с произвольным распределением **M**(**R**). В качестве примера мы исследуем основное состояние диполей, размещённых в узлах квадратной решётки, где величина магнитного момента меняется по закону $|\mathbf{M}(\mathbf{R})|=M(1+\delta\exp(i\mathbf{bR}))$, здесь M - средний магнитный момент ячейки, $\mathbf{b}=\mathbf{b}_1+\mathbf{b}_2$ - вектор обратной решётки, δ - величина, характеризующая модуляцию магнитных моментов.

В случае равенства δ нулю основное состояние будет микровихревым, реализующимся на "плотной" квадратной решётке с векторами трансляций $\mathbf{a}_1=(1,0)$ и $\mathbf{a}_2=(0,1)$ (см. рис.1). При δ=1 оно также будет микровихревым, но диполи уже будут размещены на "повёрнутой" квадратной решётке с векторами трансляций $\mathbf{c}_1=(\sqrt{2},0)$ и $\mathbf{c}_2=(0,\sqrt{2})$ (см. рис.1).

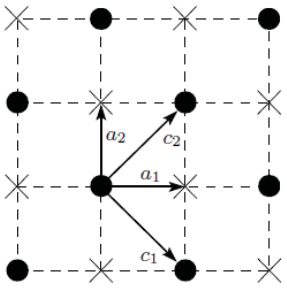


Рисунок 1. Векторы трансляций полной и повёрнутой квадратных решёток.

В нашей работе показано, что переход от одного распределения к другому при изменении δ происходит путём последовательных фазовых переходов между коллинеарными и неколлинеарными фазами.

Основные результаты и обсуждение

Мы минимизировали энергию магнитостатического взаимодействия как функционал намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{R})=\mathbf{M}(\mathbf{R})/M$ на четырёхподрешёточной пробной функции, которая при малых δ выбрана в виде

$$\mathbf{m}(\mathbf{R}) = \frac{1+\cos\mathbf{b}_2\mathbf{R}}{2}\left(\frac{1+\cos\mathbf{b}_1\mathbf{R}}{2}\mathbf{d}_1 + \frac{1-\cos\mathbf{b}_1\mathbf{R}}{2}\mathbf{e}_1\right) + \frac{1-\cos\mathbf{b}_2\mathbf{R}}{2}\left(\frac{1+\cos\mathbf{b}_1\mathbf{R}}{2}\mathbf{e}_2 + \frac{1-\cos\mathbf{b}_1\mathbf{R}}{2}\mathbf{d}_2\right),$$

единичные векторы $\mathbf{d}_j=\{\cos\chi_j, \sin\chi_j\}$ и $\mathbf{e}_j=\{\cos\varphi_j, \sin\varphi_j\}$ направлены вдоль магнитных моментов различных подрешёток, а углы $\chi_1(\varphi_1)$ и $\chi_2(\varphi_2)$ связаны между собой соотношениями $\chi_2(\varphi_2) = \chi_1(\varphi_1) + \pi$ (рис.2A). По мере увеличения рассогласования δ и приближения его значения к 1 необходим иной выбор пробной функции

$$\mathbf{m}(\mathbf{R}) = \sin(\mathbf{bR}/2)\left(\frac{1+\sin(\mathbf{bR}/2)}{2}\mathbf{e}_+ - \frac{1-\sin(\mathbf{bR}/2)}{2}\mathbf{e}_-\right) + \cos(\mathbf{bR}/2)\left(\frac{1+\cos(\mathbf{bR}/2)}{2}\mathbf{d}_+ - \frac{1-\cos(\mathbf{bR}/2)}{2}\mathbf{d}_-\right),$$

где соответствующие направляющие косинусы $\mathbf{d}_\pm=\{\cos(\pi/4\pm\xi_\pm), \sin(\pi/4\pm\xi_\pm)\}$ и $\mathbf{e}_\pm=\{\cos(\pi/4\pm\psi_\pm), \sin(\pi/4\pm\psi_\pm)\}$. Минимуму энергии будет отвечать трёхподрешеточное состояние с $\psi_\pm = 0$, $\xi_+ = \xi_-$ (рис.2B).

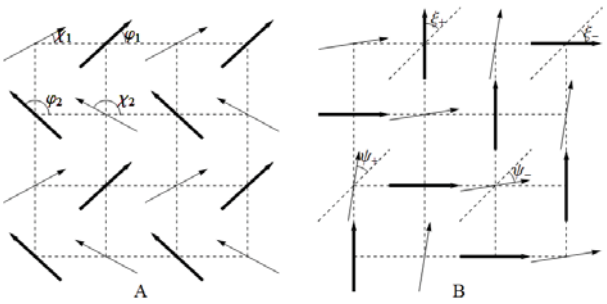


Рисунок 2. Неколлинеарные магнитные распределения.

Поскольку тепловые флуктуации приводят к установлению антиферромагнитного упорядочения (рис. 3B), нам необходимо выяснить границы его устойчивости. Результаты расчётов показывают, что оно будет сохраняться до $\delta_{c1}\approx0.2742$, при переходе через которое в системе возникнет слабый ферромагнитный момент (рис. 3C), а при $\delta_{c2}\approx0.4506$ установится ферромагнитный порядок с вектором ферромагнетизма, перпендикулярным начальному вектору антиферромагнетизма (рис. 3D). Поведение углов χ и ξ как параметров порядка в окрестности точек перехода подчиняется корневой зависимости вида $|\delta-\delta_{c1,2}|^{1/2}$. Численное моделирование, выполненное с помощью программного комплекса SIMMAG, предсказывает, что при $\delta_{c3}=0.673$ диполи ферромагнитным образом ориентируются вдоль диагонали решётки (рис.3F). При превышении значения $\delta_{c4}=0.8683$ данное состояние перейдёт в состояние "паркет" (рис. 3G), характеризуемое углом $\xi\sim|\delta-\delta_{c4}|^{1/2}$. Подробно весь каскад фазовых переходов представлен на рис. 3.

Литература

1. Sona Prakash and Christopher L. Henley // Phys. Rev. B, V. 42, 6574 (1990).

2. И.М. Нефедов, И.Р. Каретникова, И.А. Шерешевский, Труды XII Международного симпозиума «*Нанофизика и наноэлектроника*», Т. 2, с. 277 (ИФМ РАН, Нижний Новгород, 2008).

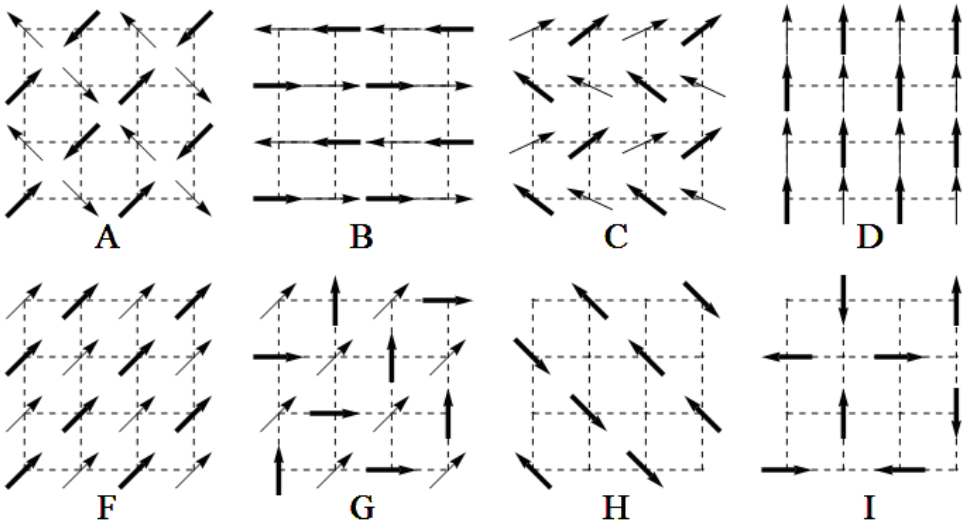


Рисунок 3. Фазовые конфигурации системы при разных значениях параметра δ. Толстые и тонкие стрелки обозначают диполи из разных подрешеток (большие и меньшие, соответственно) A): микровихревое состояние, δ=0, T=0; B): первое антиферромагнитное состояние 0<δ<0.27, T≠0, C): неколлинеарное состояние 0.27<δ<0.45, D) ферромагнитное состояние 0.45<δ<0.673, F) «повернутое» ферромагнитное состояние 0.659<δ<0.868, G) состояние «паркет» 0.868<δ<1, H) второе антиферромагнитное состояние δ=1, T≠0, I) второе микровихревое состояние δ=1, T=0.

Краевые вращательные магноны в магнонном кристалле

И. В. Лисенков[1, 2, *], Д. В. Калябин[1, 2, §], С. А. Никитов[1, 2, 3, #]

1 Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 7, корп. 11, Москва, 125009.

2 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский переулок, д. 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141700.

3 Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, д. 83, г. Саратов, 410012.

*ivan.lisenkov@phystech.edu, §dmitry.kalyabin@phystech.edu, #nikitov@cplire.ru

В двумерных магнонных кристаллах показано существование краевых вращательных мод прямых объемных магнитостатических волн. При определенных условиях краевые вращательные моды могут появляться в магнонном кристалле, состоящем из ферромагнитной матрицы и периодически расположенных ферромагнитных включений. Также показано, что из-за взаимодействия двух различных типов мод возникают условия, при которых появляются волны с отрицательной групповой скоростью.

Введение

Магнонные кристаллы являются магнитными аналогами фотонных и фононных кристаллов. Периодические возмущения на пути распространения спиновых волн вызывают образование запрещенных зон в их спектрах [1]. В общем случае образование запрещенных зон в периодических структурах основано на двух механизмах (брэгговское рассеяние и локальные резонансы типа Ми внутри включений). Локальные резонансные моды привязаны к включениям, являются почти монохроматическими во всей зоне Бриллюэна и обладают близкой к нулю групповой скоростью.

В данной работе рассмотрено распространение прямых объемных магнитостатических спиновых волн (ПОМСВ) в двумерном магнонном кристалле. Среди всех типов магнитостатических спиновых волн ПОМСВ выбраны из-за их изотропности. Однако гиротропные свойства ферромагнитной среды играют важную роль в рассеянии волны, вызывая асимметричную картину рассеянного поля. Вследствие этого ожидается, что, по аналогии с электромагнитными волнами в магнито-фотонных кристаллах [2], будут образовываться поверхностные моды ПОМСВ.

Метод расчета

Существует ряд вычислительных методов, позволяющих моделировать распространение спиновых волн в магнонных кристаллах. В данной работе была разработана математическая модель, основанная на теории многократного рассеяния [3]. Главным преимуществом этого подхода является возможность разделения индивидуальных свойств рассеивателей и периодичности решетки.

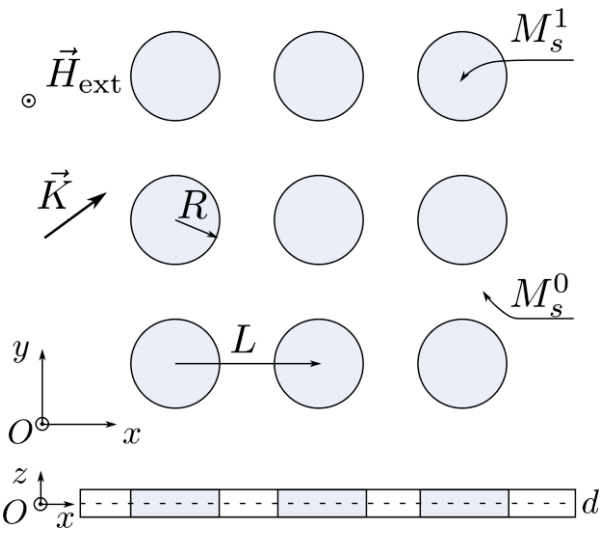


Рисунок 1. Двумерный магнонный кристалл

В работе рассмотрен магнонный кристалл (см. рис. 1), состоящий из ферромагнитной пленки с толщиной d и намагниченностью насыщения Ms^0 и периодически расположенных цилиндрических включений из другого ферромагнитного материала с Ms^1. Структура насыщена внешним магнитным полем по нормали.

Переходя к магнитостатическому приближению и вводя магнитостатический потенциал $h = -grad\ \Psi$ получаем из уравнений Максвелла уравнение Уокера:

$$\mu(\partial_x^2+\partial_y^2)\psi+\partial_z^2\psi=0\,. \qquad (\phi 1)$$

Переходя в цилиндрическую систему координат, записываем магнитостатический потенциал в виде:

$$\psi(r,\phi,t)=f(\vec{k}_r\vec{r})e^{im\phi}e^{ik_z z}e^{i\omega t}\,. \qquad (\phi 2)$$

Функции f из (ф2) должны удовлетворять уравнению движения (ф1) и граничным условиям. Из граничных условий на границе цилиндрического включения находится матрица рассеяния T_{lm}, связывающая амплитуды падающей на включение волны и отраженной. Зная матрицу рассеяния и функцию Грина G_{l-m} периодической решетки, собственные моды волны в магнонном кристалле можно найти, решив секулярное уравнение:

$$\det\left|I-T_{lm}(k_r^0,k_r^1)\times G_{l-m}(\vec{K},k_r^0)\right|=0\,, \qquad (\phi 3)$$

где I – это единичная матрица.

Результаты и обсуждения

Описанный в предыдущем разделе метод был применен для исследования магнонного кристалла со следующими параметрами: намагниченности насыщения Ms^0 и Ms^1, радиус включений $R=1$ *мкм*, толщина пленки $d=100$ *нм*, квадратная решетка с периодом $L=5$ *мкм*.

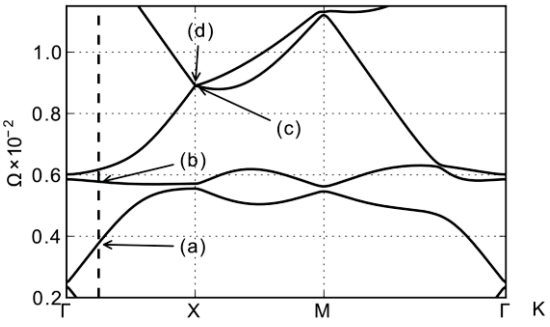


Рисунок 2. Дисперсионная картина ПОМСВ в двумерном магнонном кристалле.

Дисперсия ПОМСВ в таком кристалле показана на рисунке 2, где $\Omega=\omega/\omega_H-1$ это нормированная частота, ω_H – это нижняя граничная частота ПОМСВ, а штриховая линия проведена для $K=\{\pi/(4L),0,0\}$. Буквами на этой дисперсионной картине отмечены характерные состояния волны. Состояние (a) находится вдали от запрещенных зон (вдали от резонансов), состояние (b) – это мода локального резонанса — краевая мода, состояния (c) и (d) расположены в точке выполнения условия брэгговского рассеяния. Для лучшего понимания физики процесса для этих характерных точек были построены картины поля ПОМСВ с данными величинами частоты и волнового числа (см. рис. 3).

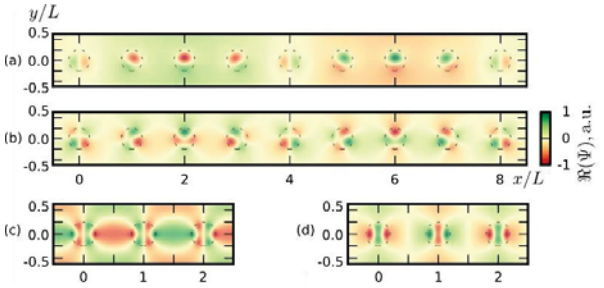


Рисунок 3. Картины полей для характерных состояний ПОМСВ в двумерном магнонном кристалле.

При рассмотрении рисунка 3 становится понятно, что в состоянии (a) волну можно описать как плоскую, лишь слабо взаимодействующую с включениями. В состоянии же (b) волна резонансным образом взаимодействует с включениями, сильно вблизи них локализуясь. Также стоит отметить, что близи (b) дисперсионная кривая имеет отрицательный наклон, что соответствует отрицательной групповой скорости. Состояниям (c) и (d), в которых выполняется брэгговское условие, можно поставить в соответствие 2 стоячие волны, у которых групповая скорость зануляется.

В данной работе исследовано распространение ПОМСВ в двумерном магнонном кристалле, состоящем из ферромагнитной матрицы с цилиндрическими включениями из другого ферромагнитного материала. Было показано, что в такой структуре возможно существование краевых вращательных состояний, соответствующих локальным резонансам на включениях. Также было показано, что при определенных условиях можно добиться появления мод с отрицательной групповой скоростью.

Работа выполнена при поддержке правительства Российской Федерации (грант № 11.Г34.31.0030) и РФФИ (гранты № 12-07-00208-а и 12-07-91703-ниф-а).

Литература

1. Y. Filimonov, E. Pavlov, S. Vysotskii, S. Nikitov // Applied Physics Letters, 101, 242408 (2012).
2. S. T. Chui, S. Liu, Z. Lin // Journal of Physics: Condensed Matter, 22, 182201 (2010).
3. A. A. Asatryan, L. C. Botten, K. Fang, S. Fan, R. C. McPhedran // Phys. Rev. B, 88, 035127 (2013).

High order bending resonances in graded amorphous alloy/PZT laminates

A.P.Nosov[1,*], I.V.Gribov[1], V.I.Osotov[1], G.Srinivasan[2], G.Sreenivasulu[2]

1 Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, S.Kovalevskoi str.18, Ekaterinburg, 620990, Russia

2 Physics Department, Oakland University, Rochester, Michigan 48307, USA

*nossov@imp.uran.ru

The influence of grading by deposition of thin magnetostrictive $Fe_{0.72}Ga_{0.28}$ and $Fe_{0.62}Co_{0.19}Ga_{0.19}$ films on the amorphous alloy ribbons was studied for the magnetoelectric (ME) effect in the PZT/amorphous alloy laminated structures. The high order resonances at the frequencies of f_0~3 kHz and ~9.32 kHz were investigated. The peak values of the magnetoelectric voltage coefficient (MEVC) increased with frequency from ~37 V/(cm*Oe) for f_0~3 kHz to ~92 V/(cm*Oe) for f_0~9.32 kHz. At fixed frequency grading decreased the peak values of MEVC. At f_0~3 kHz the peak value of MEVC is higher for the composition graded with the $Fe_{0.62}Co_{0.19}Ga_{0.19}$ material than that for $Fe_{0.72}Ga_{0.28}$, while at f_0~9.32 kHz close peak values of MEVC were observed. Grading with both materials increases the quality factor of the MEVC dependences at resonances.

Introduction

The laminated materials of the magnetostrictive ferromagnet/piezoelectric composition had attracted enormous interest during several last yeas owing to possibility of observation and engineering of their unique properties that are absent in each of the individual components. One of such properties is the magnetoelectric effect (ME) which manifests itself as an induced electric polarization in an applied magnetic field or an induced magnetization in an applied electric field [1]. The ME effect is studied by subjecting the sample to a *dc* magnetic bias field and an *ac* magnetic field. One then measures the resulting *ac* electric field (*dH*) produced in the material. The ME coupling is a product-property effect, i.e., mechanical deformation in the magnetostrictive magnetic phase results in a dielectric polarization *dP* due to the piezoelectric effect. In experiments the ME voltage coefficient (MEVC) is usually measured. It can be defined as $\alpha_E = dE/dH = dV/(tdH)$, where *dV* is the induced voltage, *t* is the composite thickness. Apart from the interests related to the fundamental physics of ME interactions, the laminated magnetoelectrics are the potential candidates for the next generation magnetic field sensors, energy harvesting and memory devices, the elements of the electric or magnetic field controlled signal processing circuits, and microelectromechanical devices.

In this work we report the results of studies of the magnetoelectric effect in the cantilever-type laminates using the high order bending modes. The ferromagnetic layer consisted of the graded material prepared by pulse laser deposition (PLD) of thin films of magnetostrictive materials on the surface of an amorphous magnetostrictive ribbon. Two magnetostrictive materials were used for thin film deposition: the $Fe_{0.72}Ga_{0.28}$ and $Fe_{0.62}Co_{0.19}Ga_{0.19}$ alloys. The influence of grading on the peak values of the magnetoelectric voltage coefficient (MEVC) and the quality factor of the MEVC dependences at resonances was studied.

Experimental

The as-cast (without any annealings) amorphous alloy ribbons of the 440A composition, 34 μm in thickness, were obtained from the GAMMAMET company (Ekaterinburg, Russia) [2]. This composition has the Curie temperature of 420C, saturation magnetization of 1.5 T, maximum magnetic permeability of 200000, coercive force of 0.05 Oe, and saturation magnetostriction of λ_s~20*10^{-6}. The bulk magnetostrictive alloys of the $Fe_{0.72}Ga_{0.28}$ and $Fe_{0.62}Co_{0.19}Ga_{0.19}$ compositions were prepared by arc melting in argon. For the bulk $Fe_{0.72}Ga_{0.28}$ alloy the value of $(3/2\lambda_{100})$ can reach ~430*10^{-6} [3] while for thin films of $Fe_{0.62}Co_{0.19}Ga_{0.19}$ λ_s~150*10^{-6} [4]. Graded materials were obtained by deposition of thin films of $Fe_{0.72}Ga_{0.28}$ and $Fe_{0.62}Co_{0.19}Ga_{0.19}$ on the 440A ribbons by PLD using the KrF (248 nm) CL 7050 excimer laser [5] at the substrate temperature of 150C. The thickness of the films was 25 nm.

Bilayered laminates were obtained by bonding the ribbons to the poled PZT ceramics (#851, from APC International, Pennsylvania, USA) with 2-μm-thick

epoxy layer. Typical dimensions of the PZT ceramics were 20(L)*3(W)*0.2(t) mm, where L is length, W is width, and t is thickness. The size of the ribbons was 8(L)*3(W)*0.034(t) mm. The PZT/440A amorphous alloy ribbon bilayer (hereafter the sample 440A) was used as a reference. The sample 440A/FeGa was with the $Fe_{0.72}Ga_{0.28}$ film, and the sample 440A/FeCoGa was with the $Fe_{0.62}Co_{0.19}Ga_{0.19}$ film.

For ME characterization the samples were subjected to a biasing *dc* (H) and *ac* (H_{ac}) magnetic fields both in sample plane. One end of a sample was free while the other was rigidly clamped. The voltage dV across the laminate structure was measured with a lock-in amplifier. The magnetoelectric voltage coefficient was measured as a function of H and frequency f of H_{ac}. With an account for the clamped part of a sample the ratio of the length of the ribbon to the length of vibrating PZT plate was ~0.47.

Results and discussion

Investigations of the *dc* magnetic field dependences of MEVC showed that its maximum values were recorded at H = 25 Oe for the 440A sample, at H = 37 Oe for the 440A/FeGa sample, and at H = 30 Oe for the 440A/FeCoGa sample. Therefore, the frequency dependences were analyzed for these values of H for each composition. In the frequency range of up till 10 kHz in the presence of *ac* magnetic field two resonances were recorded at the frequencies of f_0 ~ 3 kHz and ~9.32 kHz with exact values depending on the sample. Similar dependences recorded in zero *ac* magnetic field resulted in negligible MEVC values thus confirming the magnetoelectric nature of resonances.

Grading decreases the MEVC at both frequencies. At f_0~3 kHz the peak value of MEVC is higher for the 440A/FeCoGa sample than that for the 440A/FeGa

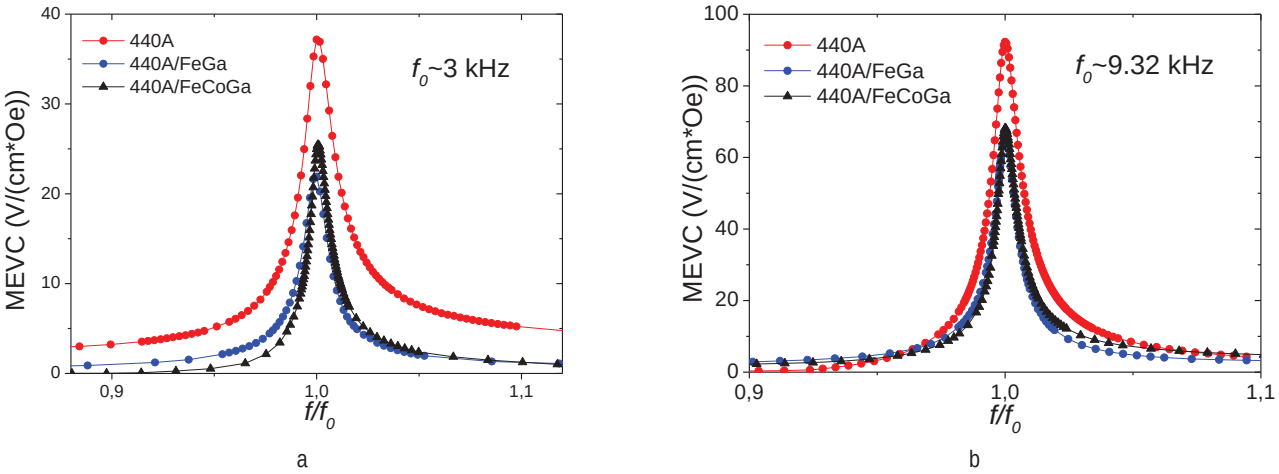


Fig. 1. The normalized frequency dependence of MEVC at f_0~3 kHz (a) and f_0~9.32 kHz (b).

one, while at f_0~9.32 kHz close peak values of MEVC were observed. The normalized resonant curves for all compositions near f_0 ~ 3 and 9.32 kHz are shown in Fig.1. For the 440A sample the peak value of MEVC at f_0 ~ 9.32 is almost 2.48 times larger than the corresponding one at f_0 ~ 3 kHz. The peak value of MEVC in resonances decreases with grading. But for each frequency range grading increases the values of the quality factor Q. The highest Q corresponds to the 440A/FeCoGa sample. Near f_0 ~ 3 kHz Q increases from ~ 43 for the 440A sample to ~70 for the 440A/FeCoGa sample, while near f_0 ~9.32 kHz Q increases form ~ 65 for the 440A sample to ~85 for the 440A/FeCoGa sample.

Acknowledgments

This work was partially supported by the CRDF grant RUE1-7031-EK-11, projects 12-U-2-1010, NSh No.6172.2012.2.

References

1. G. Srinivasan // Ann. Rev. Mater. Res., V. 40, 153 (2010).
2. http://www.gammamet.ru/ru/gm440a.htm
3. A. E. Clark, K. B. Hathaway, M. Wun-Fogle, *et al.* // J. Appl. Phys., V. 93, 8621 (2003).
4. S. U. Jen, T. L. Tsai, P. C. Kuo, *et al.* // J. Appl. Phys., V. 107, 013914 (2010).
5. http://www.optosystems.ru/eng/index.php

Магнитные свойства пленок $[(CoP)_{soft}/NiP/(CoP)_{hard}]_n$

Г.С. Патрин[1,2,*], С.Я. Кипарисов[1], К.Г. Патрин[1,2], Г.Ю. Юркин[1,2], В.Г. Плеханов[2]

1 Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Россия

2 Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

*patrin@iph.krasn.ru

В работе приведены результаты экспериментальных исследований магнитных свойств многослойных магнитных пленок в системе Co-Ni-P с чередующимися магнитожесткими и магнитомягкими слоями, разделенными немагнитным слоем аморфного сплава NiP. Обнаружены изменение формы петли намагничивания при сопряжении магнитомягкого и магнитожесткого слоев и осцилляция поля насыщения в зависимости от числа пар слоев.

Введение

Многослойные пленочные магнитные структуры привлекают внимание исследователей, поскольку, комбинируя очередность нанесения слоев, материалы как магнитного, так и немагнитного слоев, а также подбирая количество слоев в структуре, можно создавать материалы, обладающие уникальными свойствами. Интерес к системам, обладающим спин-вентильным эффектом, обусловлен их практическим использованием в устройствах спиновой электроники [1]. На первый план здесь выходит проблема создания спин-поляризованных электронов. Пленочные системы, показывающие эффект обменного смещения, являются удобными объектами для решения этой задачи. Межслоевое взаимодействие в таких системах является ответственным за формирование магнитного состояния. Большую роль в развитии этого направления играет технология получения многослойных структур. Однако часто для поисковых задач, а также для получения материалов, обладающих заданными магнитными свойствами, но не требующих совершенной кристаллической структуры, использование таких методов является избыточным. В этом плане подходящими являются химические методы получения пленочных структур. Эти методы, в частности метод химического осаждения, обладают рядом практических преимуществ. Наряду с простотой процесса и высокой скоростью нанесения слоев в данном методе возможно более совершенное качество интерфейса, поскольку на границе происходит процесс образования слоя по реакции в условиях, более близких к равновесным. Именно изучению механизмов намагничивания в многослойных пленочных структурах, полученных методом химического осаждения, с чередующимися слоями из магнитомягкого и магнитожесткого слоев и посвящено данное сообщение.

Результаты и обсуждение

Пленки $[(CoP)_{soft}/NiP/(CoP)_{hard}]_n$ были получены методом химического осаждения. Содержание фосфора во всех слоях составляло 8 ат.%. В магнитожестком слое CoP был в гексагональном поликристаллическом состоянии, в магнитомягком слое CoP находился в аморфном состоянии. Толщина каждого слоя была t_{CoP} = 5 nm. Промежуточный слой NiP находился в аморфном состоянии и был немагнитный t_{NiP} = 2 nm. Такая композиция слоев была выбрана потому, что при сопряжении слоев нет резкого изменения структуры на интерфейсе. Толщины слоев выбирались из условия, чтобы энергия межслоевого взаимодействия была сравнима с магнитной энергией ферромагнитного слоя и эффекты межслоевого взаимодействия не маскировались другими взаимодействиями.

Толщины слоев также контролировались методом рентгеновской спектроскопии с точностью измерения ±0.5 нм. Шероховатость поверхности проверялась на атомном силовом микроскопе Veeco MultiMode NanoScope IIIa SPM System (с разрешением до 0.2 нм) и была ±1 нм по высоте в максимуме величины на базовой длине 20 нм. Измерения магнитных свойств проводились на установке MPMS-XL и на вибрационном магнитометре, работающем в диапазоне температур 78 – 900 К и в полях $\leq$ 17 kOe.

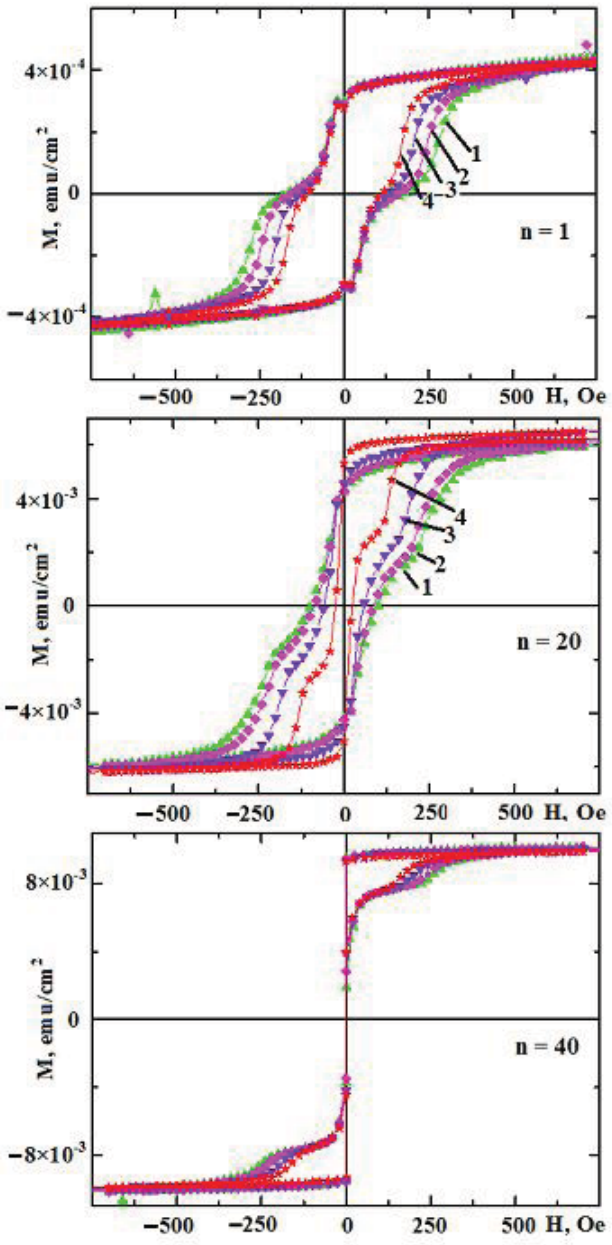


Рисунок. Полевые зависимости намагниченности пленок $[(CoP)_{soft}/NiP/(CoP)_{hard}]_n$. 1,2,3,4 – T = 50, 100, 180, 300 K, соответственно. n – число блоков в пленке.

Для одиночного магнитомягкого слоя CoP_{soft} температурное поведение петель намагниченности носит характер, типичный для магнитомягкого ферромагнетика, при этом коэрцитивная сила (H_C(T=77,4 K) ≅ 15 Oe) уменьшается более чем на порядок при повышении температуры от азотной до комнатной. Для одиночного магнитожесткого слоя CoP_{hard} поведение также является ферромагнитным, только в этом случае (H_C(T=77,4 K) ≅ 950 Oe) и изменение H_C, при повышении температуры от азотной до комнатной, происходит примерно в два раза. Ситуация заметно меняется, когда из этих слоев складывается сэндвич. Кривая намагничивания имеет вид наложения двух петель. Однако это не алгебраическая сумма исходных кривых, т.к. внутренняя петля уширена по сравнению с исходной магнитомягкой кривой, а внешняя кривая заметно сужена [2]. Еще один интересный момент связан с поведением поля насыщения намагничивания в зависимости от n, а именно, поле насыщения (H_S) пленок с нечетным n выше, чем с четным числом, и имеет зависимость типа затухающих колебаний.

Введение немагнитного слоя NiP заметно меняет ситуацию. При малых значениях n, когда взаимное влияние магнитомягкого и магнитожесткого слоев ослаблено добавлением немагнитного слоя, суммарная ширина петли больше, чем в случае t_{Ni} = 0 nm (рис., **n=1**). Для пленок с n > 10 ширина гистерезиса уменьшается при увеличении количества блоков структуры (см. рис., **n=20, 40**), однако ступенчатый вид кривой намагничивания сохраняется (см. рис., **n=20, 40**).

Такое поведение можно понять, если предположить, что существует дальнодействующее взаимодействие, которое проникает через несколько блоков. Полученные результаты указывают на то, что межслоевое взаимодействие по порядку величины сравнимо с внутрислоевым обменным взаимодействием. Кривые на рис. можно понять, считая, что магнитомягкий слой за счет межслоевого обменного взаимодействия подмагничивает магнитожесткий слой, в результате чего внутреннее поле возрастает и это ведет к уменьшению поля насыщения. Также видно, что увеличение числа блоков до 40 ведет к проявлению эффекта типа магнитной пружины [3], когда весь магнитомягкий слой перемагничивается в малых полях, а область, прилегающая к магнитожесткому слою, удерживается намагниченностью CoP_{hard}.

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-02-00238-а).

Литература

1. I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys., V.76, 323 (2004).
2. Г.С. Патрин, М.Г. Пальчик, Д.А. Балаев и др. // Изв. РАН. Сер. Физ., Т.77, 1106 (2013).
3. V.M. Uzdin, A. Vega, A. Khrenov, et al. // Phys. Rev. B, V.85, 024409 (2012).

Электронная спектроскопия с разрешением по спину: последние достижения, современное состояние, ближайшие перспективы

В. Н. Петров

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251.

petrov@tuexph.stu.neva.ru

Спиновая структура магнитных и немагнитных низкоразмерных материалов может быть исследована методом электронной спектроскопии с разрешением по спину. Такая информация является чрезвычайно важной для развития спинтроники, где спин электрона используется для транспорта или хранения информации. В докладе в основном будет обсуждаться фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением и разрешением по спину. Будут представлены последние результаты по низкоразмерным системам.

Введение

Процессы измерения спина электрона в твердом теле и манипуляции со спином вызывают повышенный интерес в последние годы. Это в первую очередь обусловлено перспективной технологией, которая не основана на заряде электрона и которая обычно носит название спинтроники. Например, в полупроводниковой технологии достижения в области манипулирования спин-орбитальным взаимодействием в двумерных электронных системах достаточно подробно обсуждаются. Определение спина электрона в основном происходит посредством косвенных измерений и моделирования. В настоящее время нет никаких оснований сомневаться в ориентации спина, который определяется сочетанием этих экспериментов с состоянием самых современных теорий. Тем не менее хотелось бы иметь возможность прямого экспериментального изучения спиновых распределений в твердом теле.

Например, наблюдение спин-орбитального расщепления на поверхности Au (111) в L-точке зоны Бриллюэна состояния поверхности было первым наблюдением эффекта Рашбы на поверхности кристалла и открыло возможности для изучения таких возможностей методом фотоэмиссии. Использование спина и углового разрешения в методе фотоэмиссии позволило определить ориентацию спинов на дисперсионных зависимостях. Вектор спиновой поляризации (для немагнитных систем) обычно лежит в плоскости поверхности. Однако для сложных систем вектор спиновой поляризации может иметь компоненты перпендикулярные поверхности даже для немагнитных материалов.

Методика экспериментов

Решающим для определения спиновой структуры является измерение среднего значения спина, которое называется спиновой поляризацией.

За последние два десятилетия фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) зарекомендовала себя как мощный инструмент для изучения электронной структуры поверхности и приповерхностной области. Одним из основных преимуществ ARPES является возможность одновременного определения энергии и импульса электронов в образце.

Энергия может быть определена из измеренной кинетической энергии вылетающих электронов. Проекция импульса электрона, параллельная поверхности, может быть определена из измерения кинетической энергии и угла выхода. Это два из трех основных состояний электрона в твердом теле. Третьим состоянием является спин. Целью методики SARPES является одновременное измерение всех этих трех квантовых чисел. Для достижения этого необходимо вначале проводить анализ электронов по энергии и углу, а затем направлять электроны в спин-детектор.

В настоящее время самыми популярными спиновыми детекторами являются приборы, основанные на рассеянии поляризованных электронов на поверхности твердых тел и регистрации асимметрии рассеяния.

Эти спиновые детекторы могут быть сведены в три различные группы.

Детекторы на дифракции медленных электронов (SPLEED). Основаны на различной вероятности рассеяния электронов малой энергии (104,5 эВ) от поверхности W(110). Измеряется асимметрия рассеяния (02) и (-02) дифракционных пучков.

Основным преимуществом SPLEED является относительно высокая чувствительность. Недостатком этой схемы спинового детектирования является то, что она сильно зависит от чистоты W(110) и от небольших изменений в энергии электронов. Еще одним недостатком является сильная зависимость от угла падения, что может быть источником неустойчивости и низкой точности спинового анализа.

Детекторы, основанные на дифракции очень медленных электронов (VLEED). Используется спин-обменное взаимодействие зеркально отраженного пучка электронов от намагниченной тонкой пленки. Вблизи края запрещенной зоны ферромагнитного материала вероятность отражения электронов сильно зависит от его ориентации спинов. Измерение должно повторяться с противоположно намагниченными пленками для получения спиновой асимметрии. Для измерения двух пространственных направлений, которые обычно получают в классическом спин-детекторе, необходимо выполнить 4 измерения. Однако эффективность такого детектора является очень высокой из-за низкой энергии зеркального рассеяния, что, в свою очередь, экономит много времени при измерениях.

Кроме SPLEED и VLEED существует третья схема спинового детектирования - это детектор Мотта, который в настоящее время является "рабочей лошадью" в спин-разрешенной спектроскопии. Работа детектора основана на зависимости спинового рассеяния электронов на тяжелых ядрах при высоких (более 25 кэВ) кинетических энергиях. На практике применяется рассеяние на золотой фольге. Каждый детектор Мотта может измерять две компоненты спина одновременно.

Для магнитных систем с четко определенной осью квантования спина, определяемой направлением намагниченности образца, спектры SARPES содержат полную информацию. Однако немагнитные системы могут иметь чрезвычайно сложные спиновые структуры. Это означает, что, для того чтобы получить полную информацию о спиновом состоянии, необходимо использовать два перпендикулярных Мотт-детектора. На рисунке представлена экспериментальная установка, используемая на синхротроне SLS.

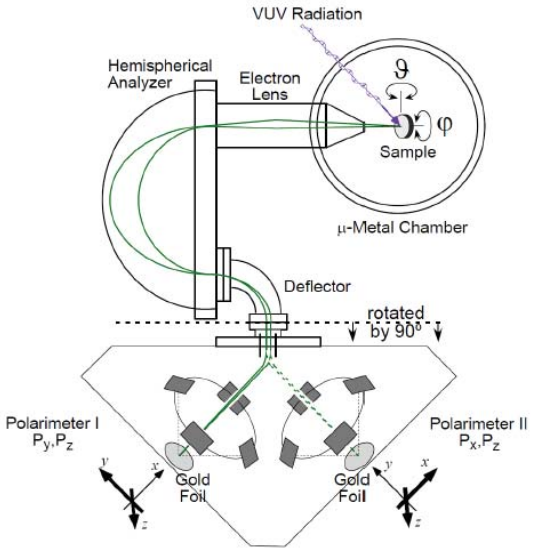


Рисунок 1. Установка полного фотоэлектронного эксперимента

Результаты и обсуждение

В докладе будут обсуждаться последние результаты по низкоразмерным спиновым системам.

Особое внимание будет уделено вопросам спиновой динамики. Исследования по спиновой динамике направлены на понимание фундаментальных механизмов, которые действуют в процессе намагниченности. Результаты таких работ должны привести к развитию информационных технологий и созданию новых датчиков магнитного поля. Контроль сверхбыстрой магнитной коммутации является ключевым вопросом для увеличения скорости и плотности при записи информации. Кроме того, энергопотребление будущей электроники может быть уменьшено. С этой целью проводятся работы по созданию быстрых магнитных триггеров, управляемых непосредственно электрическим полем.

Исследование дельта-легированных марганцем гетеронаноструктур InGaAs/GaAs методом спектроскопии комбинационного рассеяния света

С.М. Планкина[1,*], Б.Н. Звонков[2], О.В. Вихрова[2], Ю.А. Данилов[2], И.Л. Калентьева[2], А.В. Нежданов[1], В.В. Скворцов[1], П.А. Юнин[3]

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород

3 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

* plankina@phys.unn.ru

Проведены комплексные исследования дельта-легированных марганцем гетеронаноструктур InGaAs/GaAs, выращенных сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии и лазерного осаждения. Установлена толщина покровного слоя, оптимальная для получения наибольшей интенсивности излучения квантовой ямы и максимальной слоевой концентрации дырок.

Дельта-легирование Mn применяется для модификации магнитных свойств структур благодаря возможности создания в локальной области полупроводника высокой концентрации магнитных моментов без внесения большого количества дефектов. Однако поведение примеси Mn в дельта-слое при наличии низкотемпературного покровного слоя GaAs исследовано недостаточно [1]. В данной работе показано, что использование спектроскопии комбинационного рассеяния (КРС) позволяет исследовать кристаллическое качество низкотемпературного покровного GaAs-слоя, уровень легирования его Mn и прояснить особенности влияния толщины покровного слоя на электрофизические и светоизлучающие свойства гетероструктур с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и дельта-слоем марганца.

Методика эксперимента

GaAs-структуры с квантовой ямой InGaAs и дельта-слоем Mn были выращены сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и лазерного осаждения (ЛО) на подложках i-GaAs. Буферный слой GaAs толщиной 0.3 мкм, КЯ InGaAs шириной 10 нм с содержанием In x=0.1 – 0.13 и спейсерный слой GaAs (d_s), разделяющий дельта-слой Mn и КЯ, толщиной 3 нм, выращивались МОСГЭ при 620°C. Далее, при 400°C, методом ЛО формировались дельта-слой Mn с концентрацией $1.9 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ и покровный слой GaAs различной толщины (d_c).

Кристаллическое качество структур, ширина и содержание индия в КЯ, суммарная толщина покровного и спейсерного слоев GaAs ($d=d_c+d_s$) контролировались методом рентгеновской дифракции. Величина d составляла 7, 12, 15, 23 и 50 нм. Светоизлучающие характеристики исследовались спектроскопией фотолюминесценции (ФЛ) при 77 К с использованием He-Ne-лазера мощностью 30 мВт. Электрические характеристики (слоевая концентрация дырок p_s и эффективная подвижность μ_{ef}) определялись из эффекта Холла. Исследования спектров КРС проводили на установке «ИНТЕГРА Спектра» при комнатной температуре в геометрии обратного рассеяния с применением лазера с длиной волны 473 нм и мощностью 0.5 мВт. Эффективная толщина исследуемого методом спектроскопии КРС слоя GaAs составляла ≈ 40 нм.

Результаты и обсуждение

Обнаружена немонотонная зависимость интенсивности пика ФЛ, соответствующего основному переходу в КЯ, от толщины покровного слоя с максимумом при d_c= 9 – 15 нм. Такой характер зависимости обусловлен степенью влияния центров безызлучательной рекомбинации на поверхности и в покровном слое GaAs на процесс рекомбинации в КЯ. Зависимость слоевой концентрации дырок от d_c также содержит максимум вблизи 9 нм, а образцу с минимальной толщиной покровного слоя соот-

ветствуют наименьшие значения p_s и μ_{ef}, что может быть объяснено захватом дырок из дельта-легированного Mn слоя GaAs на поверхностные состояния. Уменьшение p_s при d_c>20 нм, вероятно, связано с компенсацией акцепторов Mn точечными дефектами донорного типа в покровном слое GaAs.

В спектре КРС присутствуют пики на частотах 268 см$^{-1}$ и 292 см$^{-1}$, соответствующие поперечному (TO) и продольному (LO) оптическим фононам GaAs (рис. 1). LO-пик значительно интенсивнее TO-моды и асимметрично уширен в низкочастотную сторону. Его ширина на полувысоте меняется от 3.9 до 4.7 см$^{-1}$ и незначительно превышает соответствующее значение для монокристаллического GaAs (3.2 см$^{-1}$). Следовательно, дельта-легирование Mn не нарушает кристаллическую структуру покровного слоя.

Анализ спектра КРС (рис.1) с использованием аппроксимации лоренцианами подтвердил, что асимметричное уширение LO-моды обусловлено связанной фонон-плазмонной модой (СФПМ, L_).

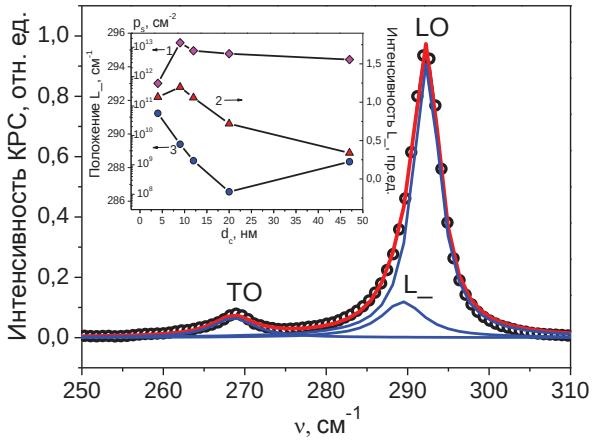


Рисунок 1. Аппроксимация лоренцианами спектра КРС покровного слоя GaAs толщиной 12 нм. На вставке приведены зависимости от толщины покровного слоя: 1 – слоевой концентрации дырок p_s; 2 – интегральной интенсивности СФПМ; 3 – частотного положения СФПМ.

Обнаружена немонотонная зависимость интегральной интенсивности СФПМ от толщины покровного слоя d_c, которая коррелирует с аналогичной зависимостью слоевой концентрации дырок p_s (кривые 1 и 2 на вставке). Положение максимума СФПМ также немонотонно зависит от d (кривая 3). Согласно исследованиям поведения СФПМ [2], с увеличением объемной концентрации дырок ее максимум смещается в область TO-компоненты. Следовательно, низкочастотное положение СФПМ должно означать максимальную концентрацию носителей при $d_c \approx 20$ нм, что не коррелирует с полученной из холловских измерений зависимостью «усредненной» (по двум каналам проводимости: дельта-слою и квантовой яме) слоевой концентрацией дырок. Рассчитать из p_s объемную концентрацию носителей сложно, поскольку точно неизвестна толщина «проводящей» области структуры и влияние на распределение носителей обедненной поверхностной области.

Сигнал КРС от слоя КЯ InGaAs имеет низкую интенсивность, положение InAs-подобной LO-моды на спектрах 243 см$^{-1}$ близко к рассчитанному по соотношению Грюнайзена значению 244 см$^{-1}$, в то время как в объемном InGaAs с x=0.12 она должна наблюдаться при 238 см$^{-1}$. Сдвиг InAs-подобной моды в высокочастотную сторону связан с напряжением сжатия в квантовой яме.

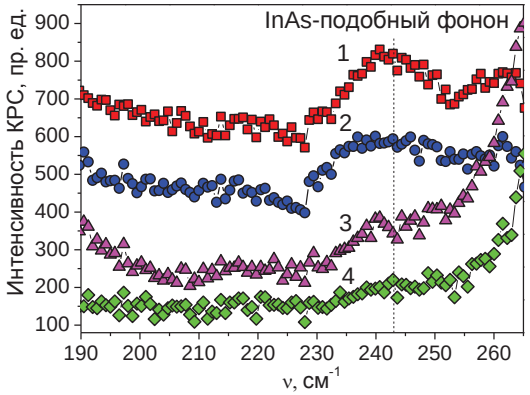


Рисунок 2. Спектры КРС гетероструктур InGaAs/GaAs с различной глубиной залегания квантовой ямы d: 1 - 7 нм, 2 - 12 нм, 3 - 15 нм, 4 - 23 нм.

Показаны возможности КРС при исследовании кристаллического качества низкотемпературных слоев, фонон-плазмонного взаимодействия в дельта-легированных структурах и напряжений в КЯ InGaAs/GaAs. Определена оптимальная толщина покровного слоя $d_c \approx$9 - 20 нм для получения наибольших значений интенсивности излучения фотолюминесценции КЯ и слоевой концентрации дырок вследствие легирования Mn.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-07-00982_а, 13-02-97140р_поволжье_а).

Литература

1. С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский// Письма в ЖЭТФ, Т. 90, вып. 10, С. 730 – 735 (2009).
2. W. Limmer, M. Glunk, S. Maschek, W. Schoch, et al. // Phys. Rev. B, V.66, P.205209 (2002).

Магнитные островковые системы: особенности магнитной структуры и электронного транспорта

Ф. А. Пудонин*, А. П. Болтаев, И. А. Шерстнев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991

*pudonin@sci.lebedev.ru

Приводятся результаты исследований особенностей электронного транспорта и процессов намагничивания двухслойных и многослойных периодических структур из магнитных наноостровов. Сделаны предположения о возникновении в исследуемых структурах особого типа намагничивания — вихреобразных состояний. Проведены первые эксперименты по возбуждению таких состояний. Рассмотрены первые результаты исследования электронного транспорта и магнитной структуры двухслойных систем магнитомягкий/магнитожесткий магнетик. Сделано предположение о возможности возникновения в таких системах плоских (2D) обменных спиновых пружин в слабых магнитных полях.

Введение

Ранее [1] нами была предложена новая магнитная структура, состоящая из периодически чередующихся наноостровковых слоев магнитомягких и магнитожестких магнетиков, например $(FeNi\text{-}Co)_N$, нанесенных на диэлектрическую керамическую подложку из ситала. Данные структуры были способны реагировать при комнатной температуре на слабые магнитные поля величиной 10^{-6}-10^{-7} Э. Физические причины, ответственные за столь высокую чувствительность наноостровковых систем к слабым изменениям магнитных полей, пока до конца не выяснены. Кроме того, не вполне ясным представляется и влияние пространственной топологии образцов на магнитные свойства выращенных островковых систем, а также сама необходимость в чередовании островковых слоев мягких и жестких магнетиков. Имеются и другие экспериментальные данные, которые не находят удовлетворительного объяснения. В данной работе приводятся некоторые результаты исследований особенностей электронного транспорта и процессов намагничивания двухслойных и многослойных периодических структур из магнитных наноостровов, которые, как нам кажется, могут способствовать лучшему пониманию процессов, происходящих в данных системах.

Результаты

Исследуемые структуры выращивались методом RF-распыления. Ранее [1] было обнаружено, что при определенных технологических условиях металлические пленки толщиной $d < 1.8$ нм являются островковыми. AFM и рентгеновские исследования показали, что при данных толщинах пленки представляют собой разупорядоченную систему из плоских наноостровов размером 5-30 nm, толщиной не более 1.5-2.0 nm. Каждая островковая пленка характеризовалась эффективной толщиной, которая задавалась скоростью и временем осаждения. В исследуемых системах эффективные толщины слоев лежали в диапазоне 0.5-1.8 нм. В качестве подложек в основном использовались полированные диэлектрические керамические пластины ситала 10x10 mm^2.

В данных многослойных наноостровковых структурах был обнаружен ряд явлений, которые невозможно объяснить без привлечения новых подходов для объяснения процессов формирования магнитной структуры островковых систем. К таким явлениям относятся однонаправленная магнитная анизотропия, обнаруженная в исследуемых системах и не связанная напрямую с механизмами, ответственными за обменную анизотропию в обменно-связанных структурах; обнаружение зависимости процессов намагничивания от направления вращения образцов в магнитном поле и появление особенностей на кривых намагничивания, свидетельствующих о существовании особой магнитной структуры.

Для объяснения обнаруженных явлений было предположено, что в многослойных островковых системах может возникать новый особый тип намагниченности – вихреобразные состояния,

представляющий собой вихрь, намагниченность которого распределена по некоторому множеству наностровов, а не сосредоточена в отдельных островах (рис.1) [2]. В случае наличия подобного типа намагниченности однонаправленную магнитную анизотропию можно связать с кором вихревого состояния, а процесс намагничивания будет зависеть от того, вращается образец по направлению закручивания вихря или против.

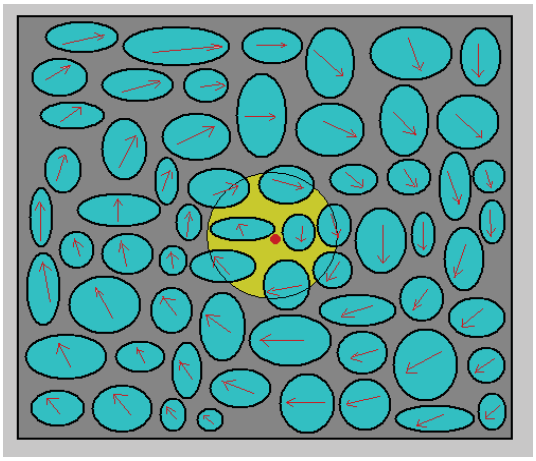


Рисунок 1. Вихревое состояние

В работе показано, что внешнее слабое вихревое магнитное поле может значительно изменить магнитную структуру островковых систем.

Для объяснения высокой чувствительности островковых систем к сверхслабым изменениям магнитного поля, а также необходимости чередования островковых слоев мягких и жестких магнетиков был предложен особый тип магнитной структуры, проявляющийся в слабых магнитных полях. Известно [3], что для создания магнитов с широкими петлями гистерезиса и высокой величиной намагниченности используют системы магнитомягкий-магнитожесткий магнетики. В таких системах в мягком магнетике могут возникать 3D обменные спиновые пружины, в которых вектор намагниченности мягкого магнетика m_2 поворачивается от направления m_2 мягкого магнетика к направлению m_1 жесткого магнетика. Мы полагаем, что и в случае многослойной островковой системы могут возникать спиновые пружины, но лежащие в плоскости структуры – 2D плоские спиновые пружины (рис. 2). В области контакта островов из мягкого и жесткого магнетиков m_2 «мягкого острова» пиннингуется «жестким островом». Поскольку размеры наноостровов 5-30 нм, то в «мягком острове» может возникнуть плоская спиновая пружина. Очевидно, что для возникновения 2D спиновой пружины необходимы вполне определенные размеры «мягких» и «жестких» островов. Пространственные размеры пружины в сильной степени зависят от вида жесткого магнетика. Важным является и тот факт, что используемые в многослойных островковых системах магнетики не очень сильно отличаются по жесткости. Это значит, что 2D спиновые пружины будут работать лишь в слабых магнитных полях. Мы полагаем, что спиновые пружины ответственны за изменение механизма возникновения

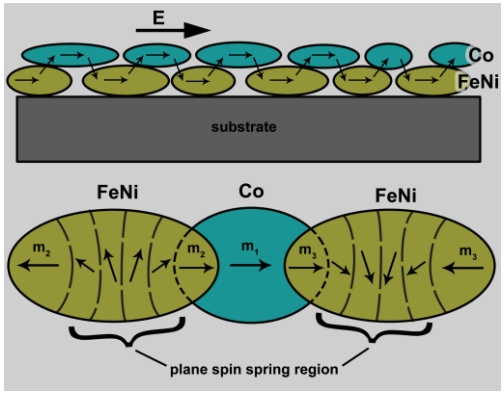


Рисунок 2. 2D спиновые пружины

магнитосопротивления в слабых магнитных полях, обнаруженное в [1]. Мы полагаем, что 2D спиновые пружины могут объяснить необходимость чередования «мягких» и «жестких» островов для получения высокой чувствительности многослойных систем к слабым изменениям магнитного поля H.

В работе приведены первые предварительные результаты экспериментального исследования проводимости и эффекта Керра двухслойных островковых систем (FeNi-Co)

Работа поддержана проектами РФФИ (14-02-00360 и 13-07-12405) и программами ОФН РАН.

Литература

1. А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев «Особенности магнитосопротивления многослойных систем магнитных наноостровков в слабых магнитных полях» // ФТТ, т. 53, вып. 5, с.892-898 (2011).
2. A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A.Sherstnev, “Vortex-like magnetization of multilayer magnetic nanoisland systems in weak magnetic fields” // Appl. Phys. Lett., 102, 142404 (2013).
3. S.D. Bader «***Colloquium*:** Opportunities in nanomagnetism» // Reviews of Modern Physics, 78, (2006).

Особенности высокотемпературного ферромагнетизма нестехиометрических сплавов $Si_{1-x}Mn_x$ (x ≈ 0.5)

В.В. Рыльков[1,*], С.Н. Николаев[1], К.Ю. Черноглазов[1], В.В. Тугушев[1], Э.Т. Кулатов[2], А.Б. Дровосеков[3], Н.М. Крейнес[3], С.В. Капельницкий[1], А.С. Семисалова[4], Н.С. Перов[4], Е.А. Ганьшина[4], А.Б. Грановский[4], В.А. Михалевский[5], О.А. Новодворский[5], S. Zhou[6], M. Helm[6]

1 Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», 123182, Москва, Россия

2 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Россия

3 Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 117334, Москва, Россия

4 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия

5 Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, Московская область, 140700, Россия

6 Institute of Ion-Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01314 Dresden, Germany

* vvrylkov@mail.ru

Магнитные сплавы Si-Mn привлекательны для создания элементов спинтроники, поскольку легко интегрируемы в существующую микроэлектронную технологию [1]. Однако на пути создания таких систем возникают существенные проблемы. При малом содержании Mn сплавы $Si_{1-x}Mn_x$ (x < 0.1) могут проявлять ферромагнетизм (ФМ) выше комнатной температуры, но являются сильно неоднородными из-за фазовой сегрегации и образования в Si-матрице изолированных нанокластеров типа $MnSi_{1.7}$ с содержанием Mn x≈0.35 [1,2]. В указанных сплавах отсутствует аномальный эффект Холла (АНЕ), свидетельствующий о спиновой поляризации носителей заряда, что делает невозможным использование этих материалов в качестве инжекторов спина в немагнитные полупроводники при создании устройств спинтроники. С другой стороны, создание хорошо воспроизводимых однородных магнитных систем с содержанием Mn $x \approx 0.35$ проблематично, в силу многообразия устойчивых фаз высших силицидов (не менее 5) типа $MnSi_y$ с близкими содержаниями компонент (y = 1.72-1.75) [3,4].

В данной связи перспективными представляются нестехиометрические $Si_{1-x}Mn_x$ сплавы с иным составом, близким к моносилициду марганца MnSi. Недавно нами было обнаружено, что в таких сплавах с небольшим избытком Mn (x=0.52-0.55) температура Кюри ($T_C \geq 300$ К) возрастает более чем на порядок по сравнению с MnSi (T_C = 30 К). При этом концентрация носителей заряда (дырок) резко падает, а их подвижность при 100 К на порядок увеличивается в сравнении с MnSi [5]. По аналогии со сплавами $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.35$) высокотемпературный ФМ объяснен в [5] формированием магнитных дефектов в рамках спин-флуктуационной модели [6].

В настоящей работе в $Si_{1-x}Mn_x$-пленках с небольшим избытком Mn (x=0.5-0.55) выполнены сравнительные исследования динамической поперечной проводимости $\sigma_H^a(w,T)$ (w-частота), определяющей экваториальный эффект Керра (ТКЕ), и проводимости АНЕ $\sigma_H^a(w=0,T)$. Обнаружена хорошая корреляция в поведении температурных зависимостей $\sigma_H^a(w=0,T)$ и $\sigma_H^a(w,T)$, свидетельствующая об отсутствии изолированных ферромагнитных кластеров, т.е. о глобальной (однородной) намагниченности образцов [7]. В выявленных таким образом однородных образцах были изучены особенности их магнитной анизотропии с использованием измерений намагниченности и ферромагнитного резонанса (ФМР).

Пленки $Si_{1-x}Mn_x$ толщиной 60-70 нм с содержанием Mn x = 0.5-0.55 получены методом импульсного лазерного осаждения на подложках Al_2O_3 (0001). Детали осаждения пленок и их структурные особенности описаны в [5].

Исследования магнитооптических и транспортных свойств были выполнены на одних и тех же образцах, изготовленных в форме двойного креста. Измерения проводимости и эффекта Холла проводились в диапазоне температур 5-200 К в магнитном

поле величиной до 2.5 Т. Проводимость АНЕ находилась стандартным образом: $\sigma_H^a \cong \rho_H^a / \rho_{xx}^2$, где ρ_H^a и ρ_{xx} – холловское и продольное сопротивления. ТКЕ исследовался с использованием *p*-поляризованного света (угол падения 68°) в спектральном диапазоне 0.5–4 эВ при температурах 30–350 К в магнитном поле до 3.5 кЭ.

ФМР измерялся в магнитном поле, параллельном $H_{||}$ и перпендикулярном $H_\perp$ плоскости пленки, величиной до 10 кЭ при температурах 5-300 К и частотах возбуждающего излучения 17.43 и 9.42 ГГц. Магнитные измерения были также выполнены в продольной и поперечной конфигурациях на магнитометре Quantum Design MPMS-XL-7 при температурах 10 – 100 К (данные при более высоких температурах проанализированы в [5]). Погрешность измерений не превышала 0.2%.

Рис. 1 демонстрирует хорошую корреляцию в поведении АНЕ и ТКЕ в диапазоне температур 30–170 К для $Si_{1-x}Mn_x$-образца с x≈0.52, указывающую на глобальный характер ферромагнитного перехода с температурой Кюри $T_C \approx 310$ К.

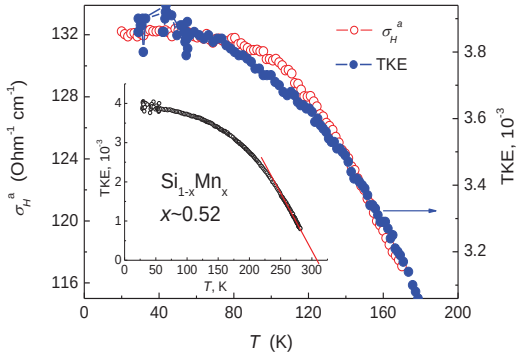


Рисунок 1. Сравнение температурных зависимостей проводимости АНЕ и ТКЕ для образца $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.52$). На вставке зависимость ТКЕ от температуры, демонстрирующая ФМ-переход при $T_C \approx 310$ К.

О магнитной однородности пленок свидетельствуют данные по намагниченности, представленные на рис.2. Известно, что изменение намагниченности насыщения M_s в полупроводниках, легированных магнитными дефектами (в частности, GaMnAs), при температурах заметно меньших T_C определяется в первую очередь их структурным беспорядком и флуктуациями состава [8]. Так, в однофазных пленках GaMnAs ($T_C \approx 110$ К) рост M_s превышает 16 % при уменьшении T от 25 до 5 К [9]. В нашем случае ($T_C \approx 310$ К) изменение $M_s \leq 6$ % в диапазоне T =10-100 К. Отметим также, что при низких температурах величина M_s составляет ≈440 emu/cm^3, что совпадает с данными по экстраполяции намагниченности насыщения в область низких температур $M_s(0)$ ≈420 emu/cm^3, полученными в [5].

Сопоставление зависимостей $M(H)$, полученных для полей, ориентированных параллельно и перпендикулярно плоскости образца (вставка к рис.2), свидетельствует о наличии магнитной анизотропии типа «легкая плоскость».

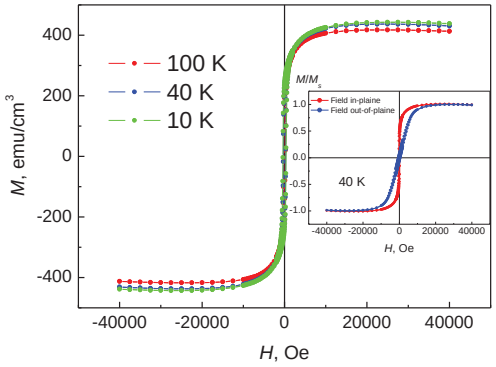


Рисунок 2. Зависимости намагниченности $M(H_{||})$ для образца $Si_{1-x}Mn_x$ (x≈0.52) при T=10, 40 и 100 К. На вставке - зависимости $M(H_\perp)$ и $M(H_{||})$ при 40 К.

Эффективная константа анизотропии, найденная по разности энергий намагничивания пленки в этих направлениях ($A = \int_0^{M_s} HdM$), составляет ≈1.37·10^6 эрг/см^3 и незначительно (приблизительно на 10%) превышает энергию анизотропии формы, что указывает на малую роль собственной кристаллической анизотропии пленки в процессах перемагничивания. При этом удивительным оказалось то обстоятельство, что намагниченность насыщения, найденная из измерений ФМР в продольной геометрии $M_s \approx 930$ emu/cm^3 (рис. 3), приблизительно в 2 раза превышает намагниченность, полученную из статических измерений (рис.2). Между тем для ФМР-измерений в поперечной геометрии ($M_s \approx 450$ emu/cm^3) достигается удовлетворительное согласие с данными рис.2.

Особенности ФМР связаны, по-видимому, с мозаичностью пленок и их текстурированностью по нормали к подложке. Это приводит к индуцированной деформациями на границе пленка-подложка сильной магнитной анизотропии кристаллитов, хаотически ориентированных в плоскости пленки.

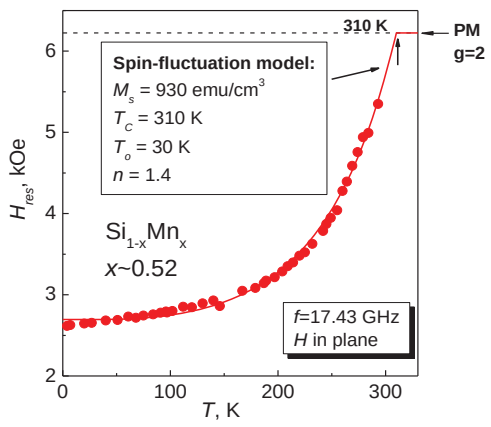


Рисунок 3. Температурная зависимость резонансного поля для образца $Si_{1-x}Mn_x$ с $x \approx 0.52$.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (13-07-12087, 13-07-00477, 14-07-00688).

Литература

1. S. Zhou and H. Schmidt // Materials. **3**, 5054 (2010).
2. S. Zhou, A. Shalimov, K. Potzger, M. Helm J. Fassbender, and H. Schmidt // Phys. Rev. B. **80**, 174423 (2009).
3. U. Gottlieb, A. Sulpice, B. Lambert-Andron, O. Laborde // Alloys Comp. **361**, 13 (2003).
4. B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, S.N. Nikolaev, V.V. Tugushev, S. Caprara, V.V. Podolskii, V.P. Lesnikov, A. Lashkul, R. Laiho, R.R. Gareev, N.S. Perov, and A.S. Semisalova // Phys. Rev. B. **84**, 075209 (2011).
5. В.В. Рыльков, С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов, Б.А. Аронзон, К.И. Маслаков, В.В. Тугушев, Э.Т. Кулатов, И.А. Лихачев, Э.М. Пашаев, А.С. Семисалова, Н.С. Перов, А.Б. Грановский, Е.А. Ганьшина, О.А. Новодворский, О.Д. Храмова, Е.В. Хайдуков, В.Я. Панченко // Письма в ЖЭТФ. **96**, 272 (2012).
6. V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, S. Caprara // Phys. Rev. B. **83**, 035201 (2011).
7. V.V. Rylkov, E.A. Gan'shina, O.A. Novodvorskii, S.N. Nikolaev, A.I. Novikov, E.T. Kulatov, V.V. Tugushev, A.B. Granovskii, and V.Ya. Panchenko // Europhys. Lett. **103**, 57014 (2013).
8. C. Timm // J. Phys.: Condens. Matter. **15**, R1865 (2003).
9. H. Ohno, F. Matsukura // Sol. State Commun. **117**, 179 (2001).

Спин-волновой резонанс в наногофрированных магнитных пленках

М.В. Сапожников [1,*], Л.И. Бударин [2], Е.С. Демидов [2,3], Н.С. Гусев [1], Б.Б. Троицкий [4]

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

4 Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук, Нижний Новгород.

*msap@ipmras.ru

Исследованы свойства ферромагнитного резонанса гексагональных решеток наногофрированных пленок Co и NiFe, осажденных на поверхность коллоидных кристаллов полиметилметакрилата, в зависимости от периода структуры, толщины пленки и ориентации внешнего магнитного поля. Обнаруженные особенности спектров свидетельствуют о возможности возбуждения спин-волновых резонансов в подобных структурах.

В связи с развитием концепции фотонных кристаллов появилось понимание того, что аналогичные искусственные среды можно создавать и использовать для управления распространением и других видов волн, в том числе таких, как плазмоны или спиновые волны. Обычные среды для магноники - это тонкие магнитные пленки с отверстиями или другие двумерные периодические наноструктуры, полученные литографическими методами [1].

Альтернативным нелитографическим способом создания двумерных периодических магнитных наноструктур является нанесение пленки магнитного металла на поверхность коллоидного кристалла. Этот способ является гораздо менее трудозатратным по сравнению с литографией, и, соответственно, структуры, полученные подобным образом, кажутся перспективным материалом для магноники. В связи с этим интерес вызывает исследование свойств ферромагнитного резонанса (ФМР) таких структур.

В нашей работе исследуются спектры ФМР наноструктурированных пленок кобальта и пермаллоя, нанесенных на поверхность коллоидного кристалла. При этом в спектрах были обнаружены резонансы, число которых зависит от толщины нанесенной пленки, периода структуры и ориентации внешнего магнитного поля. Измерения ФМР проводились с использованием ЭПР-спектрометра Bruker EMXPlus-10/12 (частота переменного электромагнитного поля ~9,7 ГГц, мощность до 20 мВт, диапазон магнитного поля 0 - 1,5 Тл) при различных ориентациях магнитного поля относительно поверхности образца.

Исходные образцы коллоидного кристалла были получены методом безэмульгаторной эмульсионной полимеризации с персульфатом калия в качестве инициатора с последующим осаждением частиц ПММА на горизонтальную стеклянную поверхность при постепенном испарении растворителя. Морфология полученных коллоидных кристаллов исследовалась методами электронной микроскопии (рис. 1). Видно, что частицы упакованы в плотную гексагональную решетку. Характерные размеры кристаллитов с разной ориентацией осей составляют 20-50 μм.

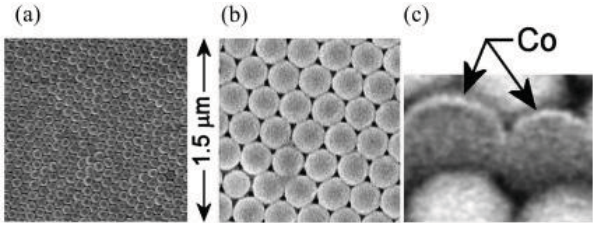


Рисунок 1. (а), (б) Изображение 30 нм пленки кобальта на поверхности коллоидного кристалла с периодом 120 и 370 нм соответственно; (с) микрофотографии среза коллоидной частицы, покрытой слоем Co, сделанного сфокусированным ионным пучком Ga^+. Изображение наблюдается в обратно рассеянных электронах (E = 3 кВ), кобальтовое покрытие видно как яркий слой на поверхности частицы.

Пленки металлов напылялись на поверхность коллоидного кристалла магнетронным способом. Так как толщина пленки (20-120 нм) меньше диаметра

частиц (120 до 400 нм), образующих коллоидный кристалл, она приобретает гофрированную в двух направлениях морфологию.

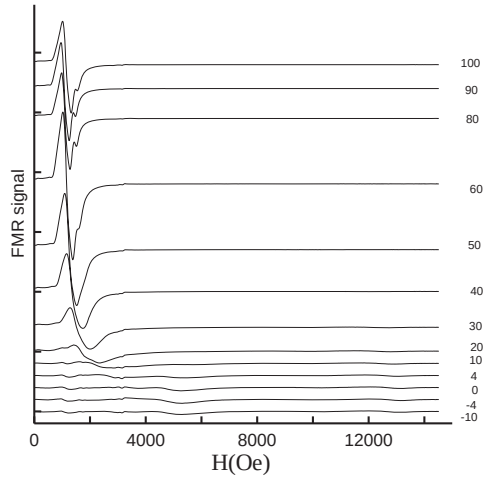


Рисунок 2. Спектры ферромагнитного резонанса наногофрированных пленок кобальта толщиной 30 нм на поверхности коллоидного кристалла (период структуры 340 нм) для разного направления внешнего магнитного поля.

Характерный вид полученных спектров ФМР представлен на рис. 2,3. В спектрах наблюдались многочисленные резонансы, которые отсутствовали в спектрах контрольных плоских пленок той же толщины. Нами было обнаружено, что спектр ФМР зависит как от периода структуры, так и от толщины пленки. Угловая зависимость положения резонансов указывает на наличие эффективной анизотропии типа легкая плоскость. При этом с увеличением толщины пленки число наблюдаемых резонансов возрастало вплоть до толщин 70 нм. Дальнейшее увеличение толщины пленки (до 120 нм) приводит к уменьшению числа наблюдаемых пиков, что, по-видимому, связано с большим перекрытием резонансов при дальнейшем увеличении их числа. Вид наблюдаемых спектров имеет характерную для спин-волнового резонанса структуру, как при перпендикулярной, так и при продольной ориентации внешнего магнитного поля. Уменьшение периода структуры приводило к уменьшению числа наблюдаемых резонансов, так же как и уменьшение толщины пленки.

Таблица 1. Зависимость числа наблюдаемых спин-волновых резонансов от толщины наногофрированной пленки Со при продольной ориентации магнитного поля.

Толщина пленки (нм)	20	30	50	70	DA
Число резонансов	1	2	3	6	22

Качественно ФМР-свойства пленок кобальта и пермаллоя совпадают, однако в случае пермаллоя резонансы при перпендикулярной ориентации магнитного поля лучше выражены.

Мы связываем наблюдаемые эффекты с тем, что развитая двумерная структура пленки эффективно увеличивает ее толщину и делает возможным возбуждение неоднородных спин-волновых мод.

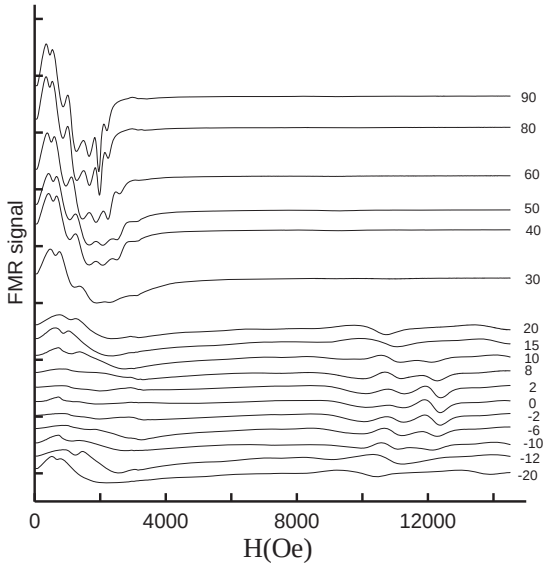


Рисунок 3. Спектры ферромагнитного резонанса наногофрированных пленок кобальта толщиной 70 нм на поверхности коллоидного кристалла (период структуры 340 нм) для разного направления внешнего магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ.

Литература

1. Sergej O. Demokritov, Andrei N. Slavin «Magnonics From Fundamentals to Applications». Springer-Verlag, 2013. ISSN 0303-4216.

Ферромагнитный резонанс в массивах взаимодействующих микрополосок FeNi

Е.В. Скороходов[1,*], С.Н. Вдовичев[1,2], Л.И. Бударин[2], Г.А. Астрецов[1], В.Л. Миронов[1,2]

1 Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

*evgeny@ipmras.ru

Экспериментально изучено влияние магнитостатического взаимодействия между ферромагнитными микрополосками FeNi на их СВЧ-свойства.

В настоящей работе изучались СВЧ-свойства массивов взаимодействующих ферромагнитных микрополосок FeNi. Образцы изготавливались из тонких (толщиной 30 нм) пленок пермаллоя методом электронной литографии и химического травления. Маска в электронном резисте формировалась с помощью растрового микроскопа SUPRA 50VP (фирма Carl Zeiss) с приставкой литографии ELPHY PLUS (фирма Raith). На финишной стадии массив полосок формировался посредством “lift-off”-процесса. Размеры полосок составляли 3000 × 500 × 30 нм. Общий размер массивов полосок составлял 2 × 2 мм. Ферромагнитный резонанс (ФМР) исследовался на ЭПР-спектрометре Bruker EMXPlus-10/12 (фирма Bruker). Частота переменного электромагнитного поля составляла 9,5 ГГц, мощность – 10 мВт. Внешнее магнитное поле изменялось в диапазоне 0 - 1,5 Тл.

В эксперименте исследовались изменения спектра ФМР в зависимости от плотности расположения полосок в массиве. В качестве примера на рис. 1 (а, б) приведены РЭМ-изображения массива редко расположенных (расстояние между элементами 3 мкм) и плотно упакованных (расстояние между элементами 500 нм) полосок. Соответствующие спектры ФМР приведены на рис. 1 (в, г). Направление внешнего магнитного поля изменялось. Вначале оно было направлено в плоскости массива вдоль длинной оси частиц (90° на рис. 1 (в, г)), затем образец поворачивался, поле выходило из плоскости и в итоге оказывалось направленным перпендикулярно плоскости образца (20° и 0°). Отсчет угла производился от направления нормали к плоскости образца. Как показали исследования, кроме моды однородной прецессии, в спектре присутствуют также неоднородные локализованные моды [1, 2].

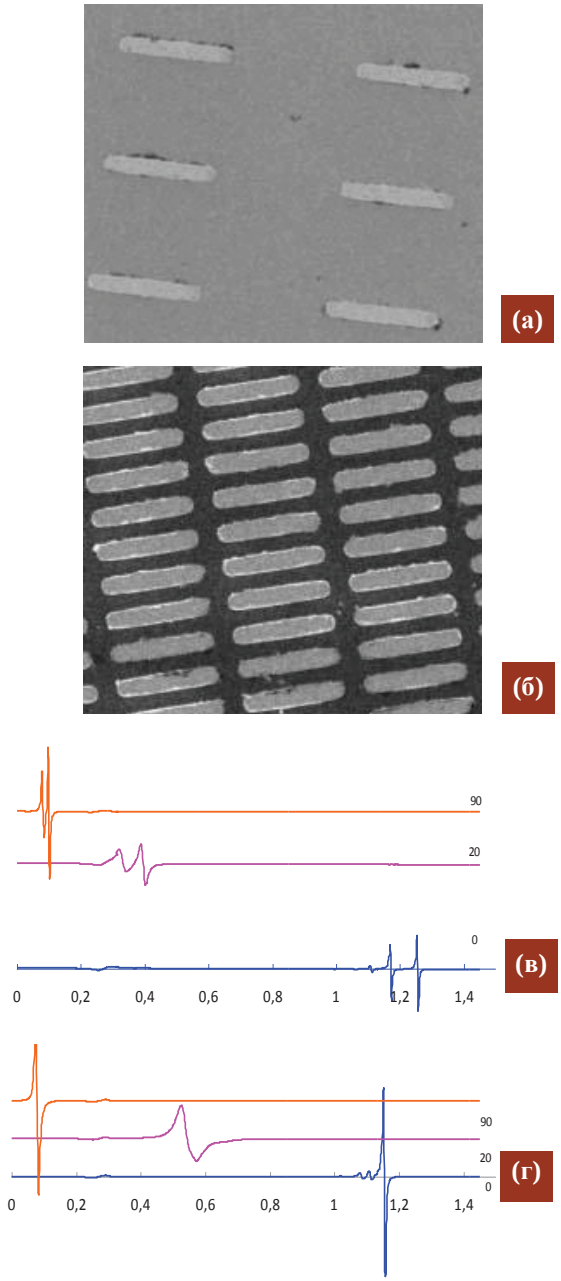


Рис. 1. (а) и (б) – РЭМ-изображения массивов микрополосок; (в) и (г) – соответствующие спектры ФМР.

Взаимное положение однородной и локализованной мод и их интенсивность зависят от направления внешнего магнитного поля и от расстояния между частицами. В массиве сильновзаимодействующих полосок (расстояние между элементами ~ 500 нм) наблюдалось сильное подавление неоднородной локализованной моды (рис. 1г).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программ Президиума РАН и Министерства образования и науки Российской Федерации, программ «Нижегородский национальный исследовательский университет им. Н.И. Лобачевского»; использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

Литература

1. С.Л. Высоцкий и др. // Письма в ЖЭТФ, т. 88, с. 534-538 (1999).
2. S.O. Demokritov, et al. // Appl. Phys. Letters, **82**, 607 (2003).

Наноразмерные пленки ферритов гранатов, шпинелей на кремнии: синтез и свойства

А. В. Беспалов[1, *], А. А. Гераськин[1], О. Л. Голикова[1], В. А. Кецко[2], Н. Н. Новицкий[3], А. И. Стогний[3, §]

1 Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики (МГТУ МИРЭА), пр. Вернадского, 78, Москва, 125993.

2 Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Ленинский просп., 31, Москва, 119991.

3 ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072.

*bespaloval@mtu-net.ru, §stognij@ifttp.bas-net.by

Методом двойного ионно-лучевого распыления-осаждения получены пленки железо-иттриевого граната и феррита-галлата магния толщиной от 60 до 200 нм на кремнии с наноразмерными барьерными слоями AlO_X и/или SiO_X. Пленки характеризуются плоскопараллельными сплошными интерфейсными границами, являются однородными и поликристаллическими. Рассмотрена перспективность их применения в магнитной микроэлектронике и магнонике.

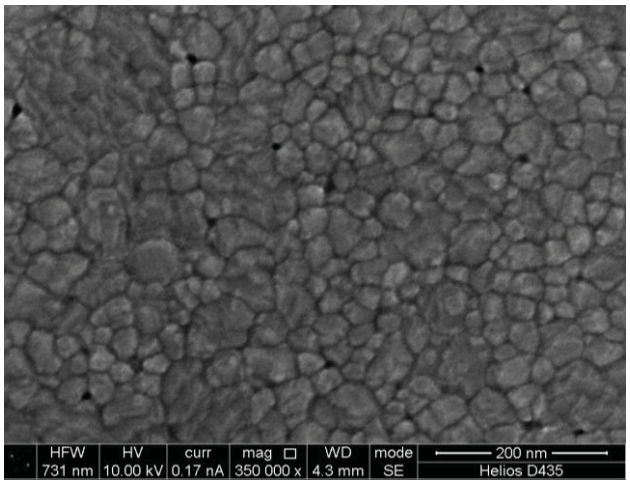
Введение

Проблема получения магнитных пленок СВЧ-материалов на подложках кремния является актуальной на протяжении последних десятилетий. В настоящее время она направлена как на получение наноструктур микроэлектроники с новыми свойствами, так и на совершенствование методов пострстового процессирования пленок магнитных диэлектриков и полупроводников для формирования приборных структур. Решение этих задач невозможно без преодоления фундаментальных ограничений, среди которых наиболее важные обусловлены расхождением значений постоянных кристаллических решеток кремния и многокомпонентных металлооксидов, к которым относятся ферриты, высокой температурой нагрева образцов для образования оксидной структуры в районе 1000ºС, различиями в химических и термических свойствах. Метод ионного распыления на протяжении ряда лет совершенствуется для получения пленок многокомпонентных магнитных металлооксидов на кремнии, в том числе авторами доклада. Он позволяет формировать наноразмерные барьерные слои высокотемпературных аморфных материалов типа AlO_x на кремнии, предотвращающие химическое взаимодействие с подложкой при кристаллизации, осуществлять перенос материала мишени на подложку без изменения катионного состава, обеспечивая плотность слоя субмикронной толщины, близкой к плотности массивного материала, достигать высокой адгезии осаждаемого слоя за счет наличия высокоэнергетической составляющей в потоке адатомов. Благодаря этому кристаллизация происходит на аморфной и химически инертной подложке при температурах на 100 – 200ºС ниже, чем это требуется для более массивных образцов, при этом выбор интервала наноразмерных толщин обеспечивает компенсацию упругих напряжений при кристаллизации без образования пустот и отрывов от подложки за счет высокой адгезии пленок к барьерному слою с аморфной структурой и без твердофазных взаимодействий с подложкой кремния.

Экспериментальные результаты

На рис.1 и 2 для примера приведены образцы пленок состава $Mg(Fe_{0.8}Ga_{0.2})_2O_{4-\delta}$ и $Y_3Fe_5O_{12}$, полученные распылением компактированных мишеней соответствующего состава пучком ионов аргона с энергией 1600 эВ и отжигом на воздухе в течение 30 мин при температуре 900ºС для первого и 800ºС для второго образцов. Согласно данным рентгенофазового анализа, их поликристаллическая структура близка соответствующим объемным аналогам. Известно, что структура феррит-шпинелей характеризуется наличием пустот, что может быть причиной образования проколов в пленке на рис. 1. Пленка на рис. 2 содержала одиночные трещины на всю глубину. Указанные дефекты устранялись при утонении пленок до 60…200 нм распылением пучком ионов кислорода с энергией 600 эВ и повторным отжигом на воздухе при температуре менее 800ºС. Магнитные и СВЧ свойства полученных образцов перспективны для практических применений. На рис.3 показана 1D магнонная структура с разрешением до 10 нм и средним размером кристаллитов более 300 нм.

Работа получила поддержку в рамках грантов РФФИ 13-08-12402 и РФФИ-БРФФИ Ф12Р–020.



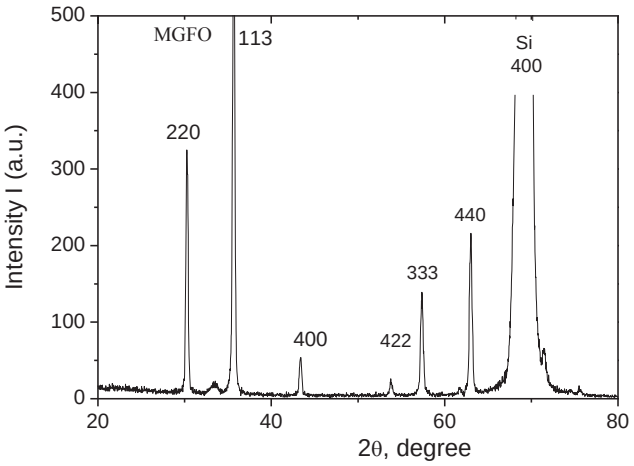
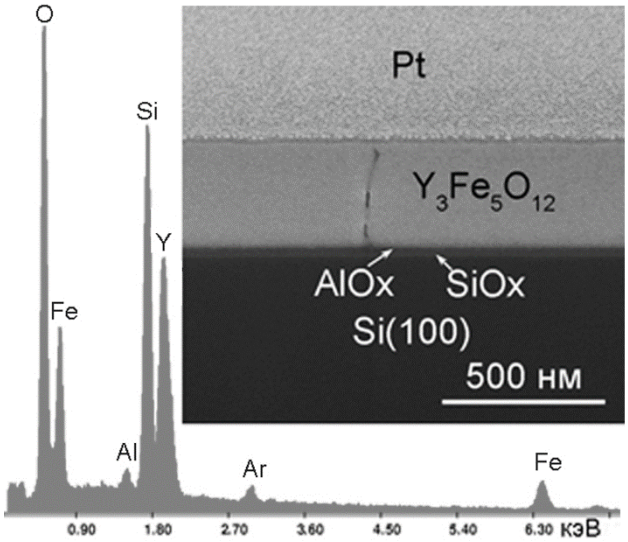


Рисунок 1. Морфология поверхности и рентгенодифрактограмма пленки состава $Mg(Fe_{0.8}Ga_{0.2})_2O_{4-\delta}$ толщиной 600 нм на подложке кремния (100) с барьерным слоем AlO_x толщиной 20 нм.



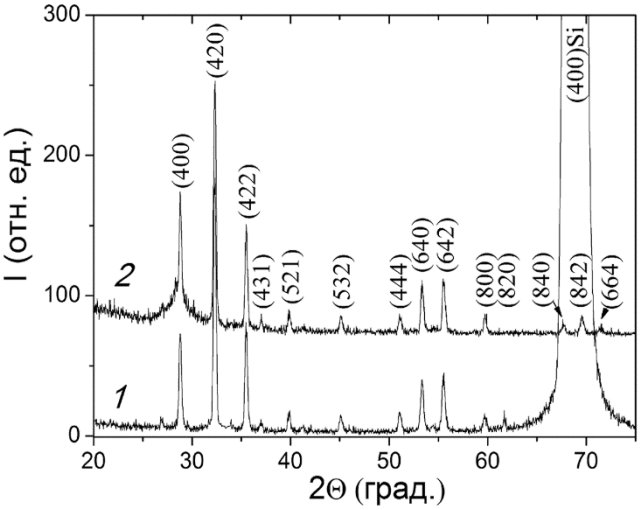
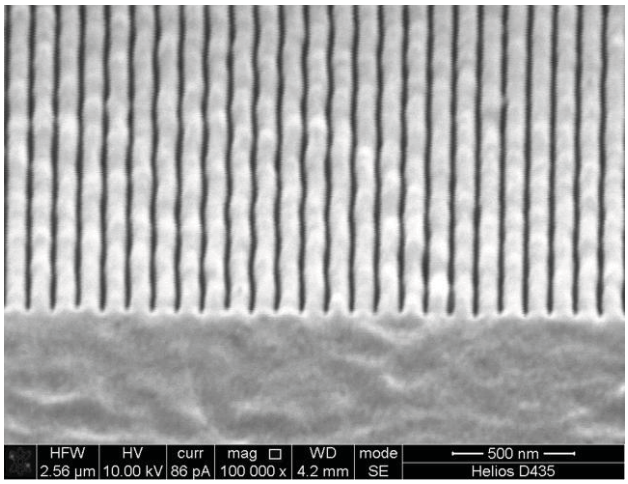


Рисунок 2. Элементный состав, поперечное сечение, рентгенодифрактограмма (1) гетероструктуры $Y_3Fe_5O_{12}/AlO_x/SiO_x/Si(100)$ и рентгенодифрактограмма (2) пленки $Y_3Fe_5O_{12}$ на кварце.



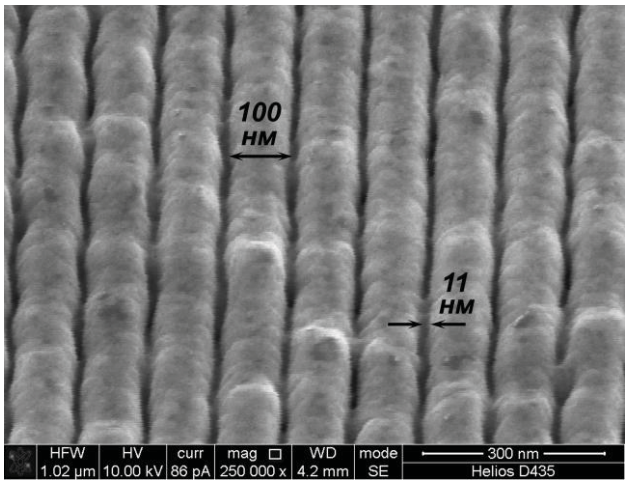


Рисунок 3. Пример получения 1D магнонной наноструктуры посредством утонения гетероструктуры на рис.2 ионным распылением кислородом до толщины около 60 нм и размерного травления фокусированным пучком ионов галлия до кремния с разрешением менее 10 нм по площадке 50 мкм на 100 мкм.

Невзаимное отражение неполяризованного рентгеновского излучения структурами с антиферромагнитным упорядочением слоев

Е. А. Караштин[1,2], Д. А. Татарский[1,*]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 607680, Россия

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, г. Нижний Новгород, 603950, Россия

*tatarsky@ipmras.ru

В данной работе предлагается эксперимент по наблюдению невзаимного отражения рентгеновских волн от двухслойных магнитных пленок с антиферромагнитным упорядочением слоев. Указывается, что эксперимент возможен как на частотах аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости, так и в области ядерного резонансного рассеяния изотопа железа-57.

При рассеянии частиц справедлива теорема взаимности, которая следует из симметрии по отношению к обращению времени. Она утверждает, что амплитуда рассеяния частиц не меняется при смене источника и детектора местами [1]. При наличии магнитного поля такая смена без изменения знака магнитного поля в общем случае приводит к изменению амплитуды рассеяния. В таком случае говорят, что рассеяние невзаимно.

В работах [2] было экспериментально показано, что при рассеянии неполяризованных электромагнитных волн оптического диапазона наблюдаются невзаимные эффекты. При этом необходимо, чтобы распределение намагниченности было неоднородно и имело отличный от нуля тороидный момент. Невзаимные эффекты при рассеянии также изучались и в рентгеновском диапазоне длин волн. Невзаимные эффекты в области аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости хрома исследовались в работе [3]. Но как показал анализ полученных результатов, трактовка эксперимента неоднозначна [4]. Эксперименты по невзаимности также проводились в области резонансного ядерного рассеяния изотопа железа-57 [5]. Также в области аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости [6], так и в области резонансного ядерного рассеяния [7] исследуются многослойные структуры.

В нашей работе предлагается исследовать невзаимное отражение от двухслойных магнитных пленок в рентгеновском диапазоне длин волн. Отметим, что двухслойная магнитная пленка при антиферромагнитном упорядочении слоев обладает тороидным моментом. Из симметрии по отношению к обращению времени следует, что интенсивность отражения содержит следующее слагаемое

$$\Delta I = \alpha\left(\mathbf{M}\cdot\left[\mathbf{k}\times\mathbf{k}'\right]\right)+\beta\left(\mathbf{T}\cdot\left(\mathbf{k}+\mathbf{k}'\right)\right), \qquad (1)$$

где $\mathbf{M}$ – полная намагниченность пленки, $\mathbf{T}=\left[\mathbf{n}\times\left(\mathbf{M_1}-\mathbf{M_2}\right)\right]$ – вектор тороидного момента, $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ – волновые векторы падающего и отраженного излучения, $\mathbf{n}$ – нормаль к поверхности пленки.

В дальнейшем предлагается получить многослойные структуры с магнитными слоями и провести измерения отражения как с помощью лабораторных источников, так и с помощью синхротронных.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ и гранта фирмы «ОПТЭК».

Литература

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика: нерелятивистская теория, Физматлит, М. (2002).
2. O.G. Udalov, M.V. Sapozhnikov, E.A. Karashtin et al. // Phys.Rev.B. **86**, 094416 (2012).
3. J. Goulon, A. Rogalev, C. Goulon-Ginet et al. // Phys.Rev.Lett. **85**, 4385 (2000).
4. S. Di Matteo, Y. Joly and C.R.Natoli // Phys.Rev.B. **67**, 195105 (2003).
5. L. Deak, L. Bottyan, T. Fulop et al. // Phys.Rev.Lett. **109**, 237402 (2012).
6. H.-Ch.Mertins, D.Abramsohn, A.Gaupp, et al. // Phys. Rev. B. **66**, 184404 (2002).
7. S. Couet, Th. Diederich, S. Stankov et al. // Appl.Phys.Lett. **94**, 162501 (2009).

Невзаимность отражения неполяризованных нейтронов системой двух магнитных зеркал во внешнем магнитном поле

Д. А. Татарский[1,*], А. В. Петренко[2], С. Н. Вдовичев[1,3], Н. С. Гусев[1], О. Г. Удалов[1], Ю. В. Никитенко[2], А. А. Фраерман[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 607680, Россия

2 Лаборатория нейтронной физики имени И.М. Франка, ОИЯИ, ул. Жолио-Кюри 6, г. Дубна, Московская обл., 141980, Россия

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, г. Нижний Новгород, 603950, Россия

*tatarsky@ipmras.ru

В данной работе проводится экспериментальное исследование отражения нейтронов системой двух зеркал во внешнем поле. Показано, что в случаях когда распределение магнитной индукции некомпланарно, нарушается симметрия по отношению к обращению времени и отражение становится невзаимным.

Введение

В квантовой механике справедлива теорема взаимности [1,2], заключающаяся в том, что при смене местами источника и детектора частиц амплитуда рассеяния не изменяется. Невзаимностью рассеяния называют случай, когда амплитуда рассеяния при такой смене изменяется. В работе [3] проведен теоретический анализ рассеяния неполяризованных нейтронов. Показано, что только при некомпланарном распределении магнитного поля возможно наблюдение невзаимных эффектов. В данной работе проведен эксперимент, в котором реализуются все условия, необходимые для наблюдения невзаимности рассеяния неполяризованных нейтронов.

I. Теория

Рассмотрим последовательное отражение неполяризованных нейтронов системой из двух плоских магнитных зеркал, параллельных друг к другу и помещенных во внешнее однородное магнитное поле. Ясно, что интенсивность отражения от зеркал зависит только от перпендикулярной составляющей волнового вектора. Поэтому эксперимент значительно упрощается, т.к. достаточно повернуть всю систему целиком на небольшой угол, а не менять источник и детектор местами (рис.1). Отражение, изображенное на рис.1а, будем называть прямым процессом, а на рис.1б – обратным.

Если зеркала идентичны и их намагниченности взаимно перпендикулярны, то амплитуды отражения описываются следующими матрицами

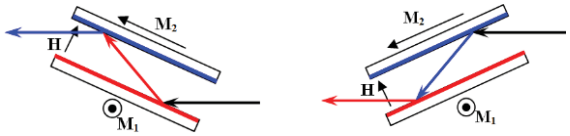
$$\hat{A}_+ \sim \hat{R}^+\left(\hat{I}-i\hat{\sigma}_y\right)\left(\hat{I}\cos\varphi/2+i\hat{\sigma}_z\sin\varphi/2\right)\left(\hat{I}+i\hat{\sigma}_x\right)\hat{R}\,, \quad (1а)$$

$$\hat{A}_- \sim \hat{R}^+\left(\hat{I}-i\hat{\sigma}_x\right)\left(\hat{I}\cos\varphi/2+i\hat{\sigma}_z\sin\varphi/2\right)\left(\hat{I}+i\hat{\sigma}_y\right)\hat{R}\,, \quad (1б)$$

где $\hat{I}$ – единичная матрица, $\hat{\sigma}_i$ – соответствующая матрица Паули, $\hat{R}$ – матрица отражения от одного зеркала, φ – угол прецессии поляризованного нейтрона при пролете во внешнем поле между зеркалами. Очевидно, что угол φ определяется ларморовской частотой во внешнем поле и временем пролета поляризованного нейтрона между отражениями от зеркал

$$\varphi = \frac{\mu_n H_{ext}}{\hbar}\frac{Lm\lambda}{2\pi\hbar} \approx 0.023 L\, H_{ext}\,\lambda\,, \quad (2)$$

где H_{ext} – величина внешнего поля в Э, L – длина пролета нейтрона в см и λ – длина волны в Å.



А Б

Рисунок 1. Две траектории, соответствующие обращению времени. Намагниченности зеркал и внешнее поле образуют некомпланарную тройку векторов

В случае когда зеркала являются идеальными поляризаторами, от нуля отлична только одна компонента матрицы отражения $\hat{R}_{11}=1$. Интенсивности отражения для прямого и обратного процесса в таком случае следующие

$$I_\pm = \mathrm{Tr}\left(\hat{\rho}\hat{A}_\pm^+\hat{A}_\pm\right) = 1/4\left(1\pm\sin\varphi\right). \quad (3)$$

Если же намагниченности зеркал параллельны, то в формулах (1а) и (1б) необходимо заменить матрицу

$\hat{\sigma}_y$ на $\hat{\sigma}_x$. Тогда интенсивности прямого и обратного процесса будут равны

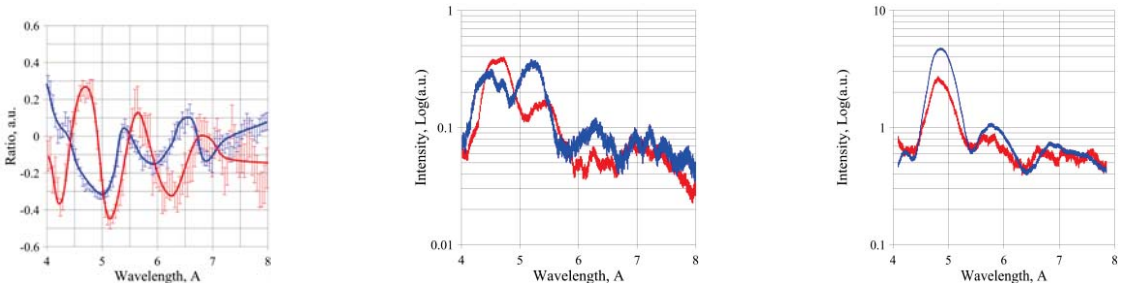
$$I_{\pm} = 1/4\left(1+\cos\varphi\right). \qquad (4)$$

Таким образом, в системе из двух зеркал во внешнем поле возможно получать как взаимное, так и невзаимное рассеяние.

II. Эксперимент

Эксперимент по отражению неполяризованных тепловых нейтронов проводился в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, г.Дубна. Источником нейтронов был импульсный реактор ИБР-2М. Измерения проводились на спектрометре REMUR.

Магнитные зеркала были получены в ИФМ РАН методом магнетронного распыления мишени $Co_{50}Fe_{50}$ на подложки из полированного стекла размером 140 x 50 x 8 мм^3. Толщина полученных магнитных пленок ~115 нм, коэрцитивность ~150 Э, шероховатость ~3 нм. Остаточная намагниченность в нулевом поле $M_r \approx 720$ Э.



А Б В

Рисунок 2. а) Относительная невзаимность отражения, красная линия – некомпланарная система, синяя – компланарная система, б) и в) интенсивность отражения некомпланарной и компланарной систем, красная линия – прямой процесс, синяя -- обратный процесс.

Угол полного внешнего отражения, при котором магнитные пленки наиболее близки по отражательным характеристикам к идеальным поляризаторам, в случае тепловых нейтронов составляет 1°-2°. Поэтому зазор между зеркалами был выбран в 0.5 мм.

Результаты эксперимента при величине приложенного внешнего поля в 20 Э приведены на рисунке 2. Видно, что осцилляции относительной разницы интенсивностей прямого и обратного процессов для некомпланарной системы (рис. 2а, красная кривая) имеют период, соответствующий приложенному полю. Для компланарной системы же относительная разница апериодична и в два раза меньше (рис. 2а, синяя кривая). Если рассматривать интенсивности, то видно, что в некомпланарной системе интенсивности противофазны, а в компланарной, наоборот, синфазны, что хорошо согласуется с формулами (3) и (4).

Выводы

Был проведен эксперимент по отражению нейтронов системой двух магнитных зеркал во внешнем магнитном поле. Впервые экспериментально доказано, что рассеяние нейтронов системами с некомпланарным распределением намагниченности невзаимно.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ, гранта фирмы «ОПТЭК» и Министерства образования и науки РФ. Диагностика зеркал проведена на оборудовании ЦКП "Физика и технологии микро- и наноструктур" при ИФМ РАН. Авторы выражают благодарность П.А. Юнину, М.В. Зориной, О.Л. Ермолаевой и Н.А. Коротковой за помощь в подготовке магнитных зеркал.

Литература

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика: нерелятивистская теория, Физматлит, М. (2002).
2. D.E. Bilhorn, L.L. Foldy, R.M. Thaler *et al.* // J. of Math. Phys., V. 5, 435 (1964).
3. Д.А. Татарский, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман // ЖЭТФ, Т. 142, 710 (2012).

Нанолитография магнитных структур

А. Г. Темирязев[1,*], М.П. Темирязева[1,§] , Ю. В. Никулин[2], В. К. Сахаров[2]

1 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190

2 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

* temiryazev@gmail.com, § mtemiryazeva@gmail.com

С помощью алмазной иглы атомно-силового микроскопа выполнены разрезы пленок магнитных металлов. Полученные структуры исследованы методом магнитно-силовой микроскопии.

Введение

В работах [1,2] было показано, что с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) можно модифицировать доменную структуру магнитных элементов. Использовался метод локального анодного окисления. В данном докладе мы хотели бы продемонстрировать возможности АСМ по механической резке пленок магнитных металлов с целью создания элементов с определенной доменной структурой.

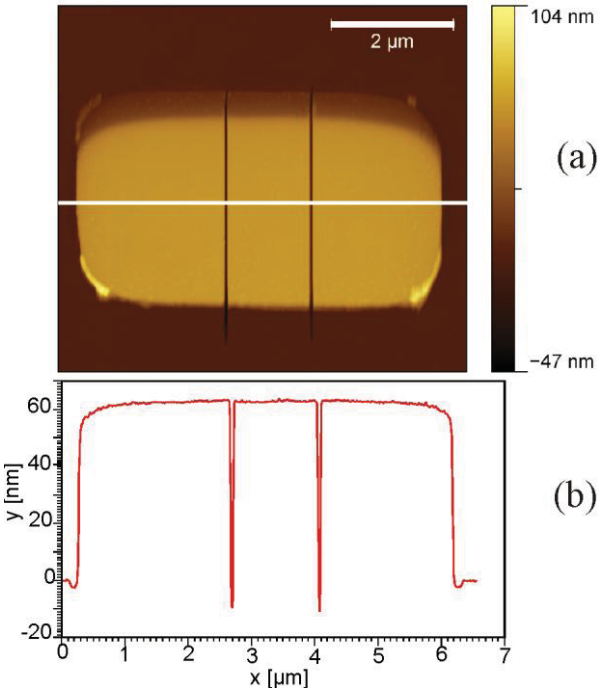


Рисунок 1. АСМ-изображение полоски CoCr, разрезанной на три части, (a) и профиль сечения (b).

Методика эксперимента

Эксперименты проводились с использованием атомно-силового микроскопа SmartSPM, АИСТ-НТ. Операции по резке выполнялись с помощью зондов с алмазными иглами [3] D300, SCDprobes методом импульсной силовой нанолитографии [4]. При визуализации доменных структур методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) использовались зонды PPP-LM-MFMR, Nanosensors.

Результаты и обсуждение

На рис.1 показана полоска из сплава CoCr, сформированная средствами оптической литографии на поверхности SiO_2. Толщина металла – 63 нм. С помощью АСМ полоска была разрезана на три части. Глубина разрезов составляет примерно 70 нм. Осколки, образовавшиеся при резке, были удалены АСМ-сканированием в контактном режиме, после чего зонд был заменен на магнитный.

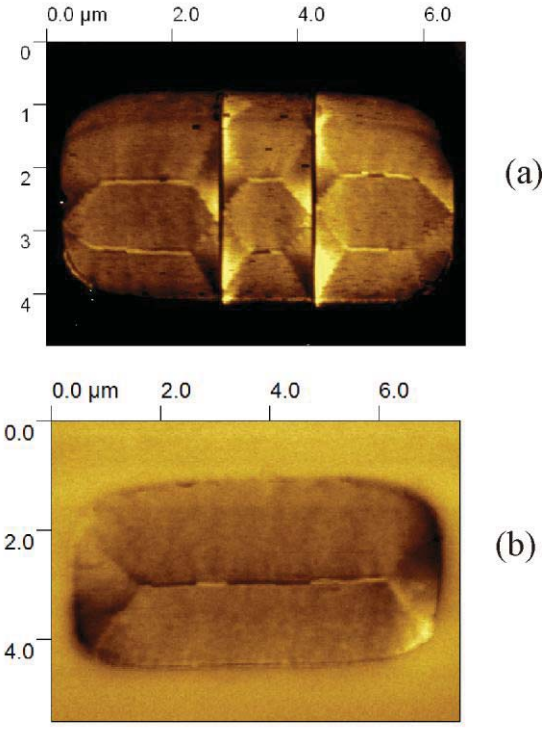


Рисунок 2. МСМ-изображения доменных структур в полоске с разрезами (a) и без разрезов (b).

Как видно из рис. 2, доменная структура в полоске с разрезами существенно отличается от структуры, характерной для полосок без разрезов.

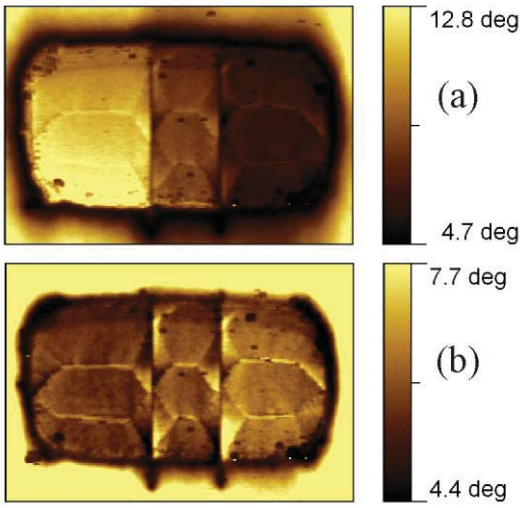


Рисунок 3. МСМ-изображения после того, как части были электрически заряжены, (a) и после снятия заряда (b).

Целью следующего эксперимента была демонстрация того, что все три части полоски электрически изолированы. До начала МСМ-сканирования на зонд было подано напряжение, и зонд приведен в контакт со структурой. При этом левая часть полоски была заряжена до напряжения -7 В, центральная 0 В, правая +7 В. Видно (рис. 3a), что на МСМ-изображение накладывается картина сильного электростатического взаимодействия, то есть перетекания зарядов между отдельными частями полоски не происходит. После снятия заряда (рис. 3b) картина восстанавливается.

Еще одна группа экспериментов была проведена на пленке пермаллоя толщиной 50 нм на поверхности SiO_2. Размеры образца составляли несколько мм, и доменной структуры в центральной его части не наблюдалось. С помощью алмазной иглы атомно-силового микроскопа была сделана серия разрезов – рис. 4a, что привело к появлению разнообразных доменных структур в элементах, различающихся формой и размерами, – рис. 4b. Здесь следует пояснить, что игла с магнитным покрытием не может войти глубоко внутрь щели, поэтому на топографии видны лишь отвалы, высота которых составляет 20 – 30 нм.

В заключение отметим, что метод импульсной силовой нанолитографии в комбинации с алмазными иглами позволяет выполнять обработку электрически изолированных участков поверхности, что выгодно отличает его от локального анодного окисления.

Частично работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты 14-07-00549 и 14-07-31107_мол_а.

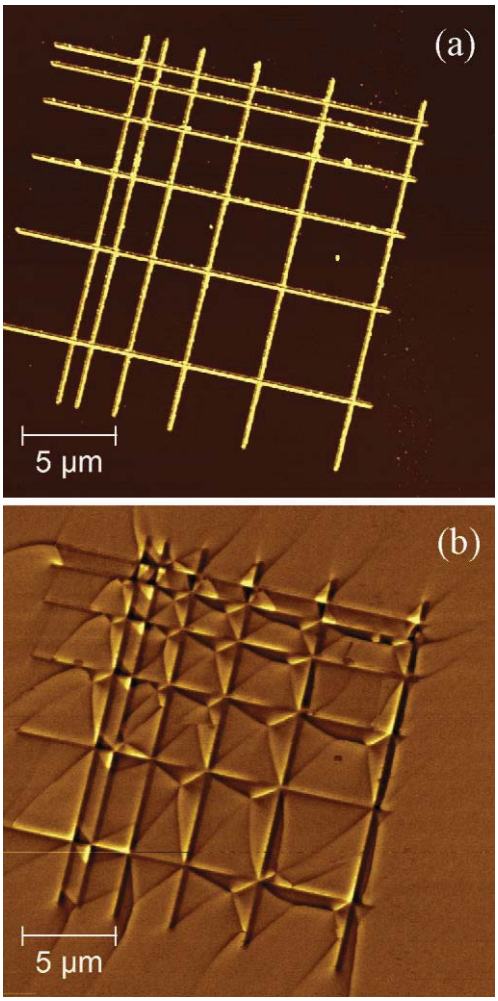


Рисунок 4. АСМ-изображения пленки пермаллоя с разрезами (a) и МСМ-изображение структуры (b).

Литература

1. Y. Takemura, S. Hayashi, F. Okazaki, T. Yamada and J.-i. Shirakashi // Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 44, No. 9, 2005, pp. L 285–L 287.
2. А. А. Бухараев, Д. А. Бизяев, Н. И. Нургазизов, Т. Ф. Ханипов // Микроэлектроника, 2012, том 41, № 2, с. 90–97.
3. A. N. Obraztsov, P. G. Kopylov, B. A. Loginov, M. A. Dolganov, R. R. Ismagilov, N. V. Savenko // Rev. Sci. Instrum. Vol. 81, 013703 (2010).
4. А. Г. Темирязев. Импульсная силовая нанолитография с помощью алмазных игл. Тезисы доклада в данном сборнике.

Проблемы экспериментальной реализации ячейки памяти MRAM

О. С. Трушин*, В. В. Наумов, А. А. Мироненко, О. М. Королева, Н. М. Тимина, С. В. Васильев, Д. Э. Пухов, М. О. Изюмов, В. Ф. Бочкарев

Ярославский филиал Физико-технологического института РАН, ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007.
*otrushin@gmail.com

Представлены результаты экспериментальных исследований в области физики и технологии ячейки памяти MRAM на основе стандартной спин-туннельной структуры. Рассмотрены основные этапы экспериментальной реализации прототипа ячейки MRAM. Обсуждаются важнейшие проблемы реализации технологического маршрута в лабораторных условиях.

Введение

Одним из примеров современных применений спинтроники является ячейка памяти MRAM на основе эффекта туннельного магнитосопротивления. Развитие микросхем быстрой магнитной памяти MRAM обещает произвести настоящую революцию в мире компьютерной техники, так как этот вид памяти может заменить как постоянную память (жесткий диск), так и оперативную память (DRAM), тем самым обеспечив существенное ускорение работы компьютера [1]. Внедрение этой технологии в области массовой электроники сулит большие перспективы.

Стандартная конструкция ячейки памяти MRAM состоит из двух магнитных слоев, разделенных туннельным диэлектриком. Один из вариантов технологии получения такой структуры описан в работе [2]. В настоящей работе рассмотрены основные этапы экспериментального получения прототипа ячейки MRAM, обсуждаются важнейшие проблемы реализации технологического маршрута в лабораторных условиях.

Получение и исследование спин-туннельных структур

Наиболее сложная задача в получении спин-туннельных структур состоит в формировании качественного туннельно-прозрачного слоя. В процессе роста многослойной структуры в слое туннельного диэлектрика возможно формирование сквозных отверстий (pinhole), через которые происходят токовые закоротки и ухудшение функциональных характеристик спин-туннельного перехода. В настоящей работе рассмотрены два типа структур с одинаковым слоем туннельного диэлектрика, но различными магнитными слоями: симметричная структура CoFe(10нм)/Al_2O_3(2нм)/CoFe(30нм)/SiO_2(200нм)/Si и несимметричная структура Ta(3нм)/FeMn(15нм)/CoFe(5нм)/Al_2O_3(3нм)/CoFe(5нм)/Ta(5нм)/SiO_2(200нм)/Si. Напыление многослойных структур проводилось методом магнетронного распыления на установке TETRA SCR-650 (Alcatel), оснащенной 4 мишенями.

Получение буферного и капсулирующего слоев Ta проводилось в отдельных вакуумных циклах (до и после напыления базовой структуры). Такая технология получения многослойных структур была опробована нами ранее на примере спин-вентильной структуры [3].

Для оценки качества межслойных интерфейсов использована просвечивающая электронная микроскопия. На рис.1 представлено изображение поперечного среза структуры. Яркая светлая полоса в центре рисунка соответствует слою туннельного диэлектрика Al_2O_3.

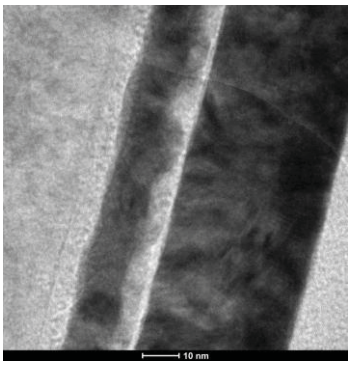


Рисунок 1. Изображение поперечного среза спин-туннельной структуры, полученное с помощью ПЭМ (Tecnai G2 F20 U-TWIN).

Для полученных многослойных структур измерены характеристики магнитного переключения и домен-

ная структура магнитных слоев с использованием магнитооптического эффекта Керра. Типичная петля гистерезиса такой структуры показана на рис.2.

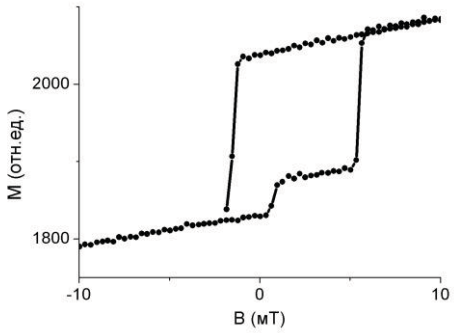


Рисунок 2. Петля гистерезиса спин-туннельной структуры, полученная методом магнитооптического эффекта Керра.

Наличие характерной ступени на этой кривой свидетельствует о раздельном переключении отдельных слоев.

Формирование топологии ячейки MRAM

Методом фотолитографии и ионного травления сформированы ячейки MRAM (CPP геометрия) с варьируемыми латеральными размерами (от 3x10 до 15x45 мкм). Весь технологический маршрут состоял из более чем 15 этапов, из них основные: формирование нижнего электрода, напыление слоя диэлектрика SiO_2, вскрытие контактных окон, формирование верхнего электрода. Изображение сформированной топологии ячейки MRAM показано на рис.3. Как видно на этом рисунке, туннельный переход в форме прямоугольника располагается в центре пересечения двух перпендикулярных токовых шин.

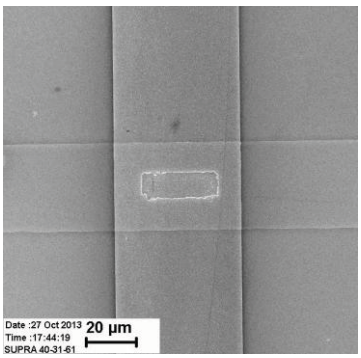


Рисунок 3. Изображение топологии ячейки MRAM, полученное с помощью РЭМ (SUPRA 40).

На рис.4 показаны типичные вольт-амперные зависимости для туннельных переходов разных латеральных размеров.

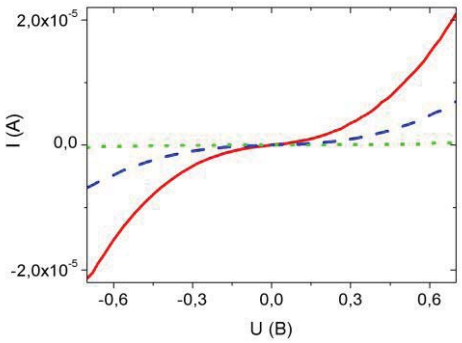


Рисунок 4. Вольт-амперные характеристики туннельных барьеров CoFe/Al_2O_3/CoFe различных латеральных размеров (10x30 мкм – сплошная кривая, 7x21 мкм – пунктирная, 5x15 мкм – точечная).

Аппроксимация полученных зависимостей с помощью теории Симмонса [4] позволила оценить высоту энергетического барьера (2 эВ) и его толщину (3.8 нм), что согласуется с данными ПЭМ (2-5нм).

Таким образом, в результате проведенных работ показана возможность получения прототипа ячейки MRAM в наших лабораторных условиях. Отработана технология воспроизводимого получения спин-туннельных элементов. Разработаны методы контроля качества получаемых структур на всех этапах технологии.

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «ДМНС» при финансовой поддержке Минобрнауки и программы ОНИТ РАН «Элементная база микроэлектроники, наноэлектроники и квантовых компьютеров, материалы для микро- и наноэлектроники, микросистемная техника», проект 1.11.

Литература

1. D.D Tang, Y.-J. Lee. Magnetic memory: Fundamentals and Technology, Cambridge University Press, (2010).
2. W.J. Gallagher, S.S.P. Parkin, et al. // J. Appl. Phys. V. 81, p. 3741 (1997).
3. О.С. Трушин, В.В. Наумов, Н.И. Барабанова, В.Ф. Бочкарев // Изв. РАН. Сер. Физическая, т.78, с.32 (2014).
4. J.G. Simmons // J. Appl. Phys., V.34, p.1793 (1963).

Процессы перемагничивания в наносистемах на разных пространственных и временных масштабах

А. Скородумов[1, *] , В. М. Уздин [1,2, §]

1 Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

2 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, Санкт-Петербург, 199034.

* skorodumov@vingrad.ru, § v_uzdin@mail.ru

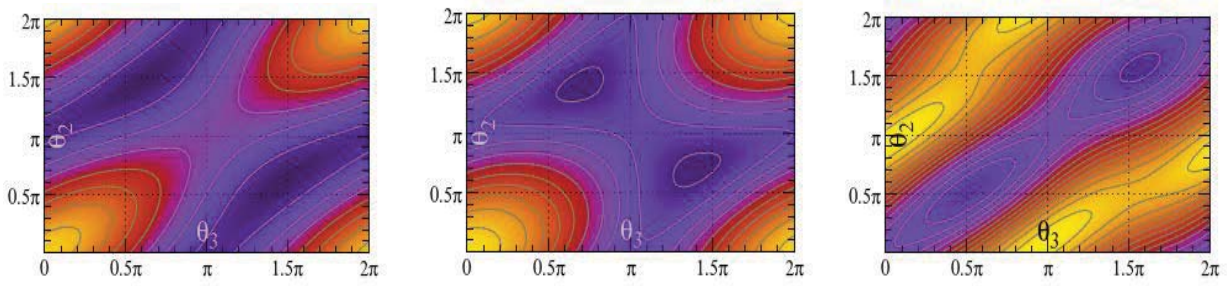
Теория переходного состояния для магнитных степеней свободы используется для расчета времен жизни магнитных состояний при конечной температуре. Энергетическая поверхность магнитной системы, как функции параметров, задающих направления магнитных моментов, строится на основе самосогласованных расчетов в рамках метода модельных гамильтонианов для коллективизированных электронов. Разработаны алгоритмы построения путей с минимальным перепадом энергии и нахождения на ней седловых точек, определяющих устойчивость магнитных состояний. В качестве примера рассмотрена энергетическая поверхность магнитного тримера на металлической подложке и ее эволюция при изменении магнитного поля и числа d-электронов, локализованных на атомах тримера.

Введение

Вопрос об устойчивости магнитных состояний и возможности управлять переходами между ними имеет принципиальное значение для устройств магнитной памяти. Большинство магнитных наносистем имеет наряду с основным несколько метастабильных состояний, разделенных активационными барьерами, и при конечных температурах между этими состояниями возможны переходы с изменением магнитных характеристик системы. В принципе, расчет времен жизни магнитных состояний можно было бы проводить путем прямого моделирования динамики магнитной системы при наличии случайных воздействий, обусловленных контактом с тепловым резервуаром, и подсчета числа траекторий, начинающихся в одном устойчивом состоянии и заканчивающихся в другом. Однако типичная величина барьера для магнитных систем имеет порядок электронвольта, и характерное время между переходами оказывается уже при комнатной температуре на много порядков больше времени осцилляций моментов около положения равновесия. Поэтому на временном масштабе периода осцилляций магнитных моментов переходы между различными состояниями являются чрезвычайно редкими событиями и стандартное моделирование таких процессов на этих временах невозможно. Однако именно разделение временных масштабов позволяет рассматривать переходы статистически, в рамках теории переходного состояния (ТПС), обобщенной на магнитные степени свободы [1]. Такой подход показал свою эффективность для объяснения реальных экспериментов по определению времен жизни магнитных состояний островков Fe/W(110) методами туннельной микроскопии с разрешением по спину [2].

Теория переходного состояния для магнитных систем

ТПС предполагает построение для магнитных наносистем многомерных энергетических поверхностей как функции «медленных» переменных, определяющих адиабатическую эволюцию магнитных состояний, и нахождение на этих поверхностях путей с минимальным перепадом энергии (МПЭ), соединяющих разные состояния. В качестве переменных, например, могут быть взяты углы, задающие направление всех магнитных моментов. Тогда размерность энергетической поверхности для наноразмерных магнитных островков составляет несколько сотен или даже тысяч, а построение путей с МПЭ в тысячемерном пространстве и поиск седловых точек на них представляет собой сложную вычислительную задачу. Эта задача решается на основе алгоритма «подталкивания упругой ленты», обобщенного на случай магнитных систем [1-3]. Максимум вдоль МПЭ определяет активационный барьер, а кривизна энергетической поверхности в седловой точке и в точках минимумов задает предэкспоненциальный фактор в выражении для времен жизни магнитных состояний.



а б в

Рисунок 1. Энергетические поверхности тримеров Cr (а), Mn (б), Fe (в) как функции углов между первым и вторым и первым и третьим моментами при компланарном магнитном упорядочении

Магнитный тример на металлической подложке

В случае магнитных тримеров на металлической поверхности при компланарном упорядочении магнитных моментов энергетическая поверхность двумерна и может быть наглядно представлена как обычная поверхность в 3-мерном пространстве. Минимумы на ней соответствуют основному и метастабильным состояниям, а седловые точки определяют энергетические барьеры между состояниями. На рисунке 1 а, б, в показаны энергетические поверхности магнитных тримеров, полученные в результате самосогласованных расчетов в рамках векторного обобщения модели Александера-Андерсона при разном положении d-состояний атомов тримера относительно уровня Ферми, формируемого металлической подложкой. Эти энергетические поверхности можно сопоставить тримерам хрома-марганца-железа, и их эволюция отражает изменение магнитных взаимодействий по мере заполнения 3d-зоны.

Видно, что в равностороннем тримере хрома фрустрации приводят к неколлинеарному упорядочению с углом 2π/3 между моментами. Два минимума на энергетической поверхности отвечают эквивалентным магнитным состояниям. В тримере марганца основное состояние аналогично случаю хрома, но барьер между эквивалентными состояниями почти отсутствует. Поэтому в тримере Mn направления магнитных моментов могут быть легко изменены даже малым воздействием, а в Mn-наносистемах можно ожидать широкий спектр неколлинеарных состояний. В тримере железа минимумы отвечают антиферромагнитному и ферромагнитному коллинеарным состояниям.

Включение магнитного поля приводит к деформации энергетической поверхности, и, таким образом, положения минимумов, седловых точек и все характеристики магнитных переходов меняются. Анализ этого изменения позволяет исследовать процессы перемагничивания, вызванные как внешним магнитным полем, так и температурными флуктуациями.

Для систем с характерным размером порядка микронов для построения энергетической поверхности должны быть использованы программы микромагнитного моделирования на основе метода конечных элементов. При этом появляется возможность исследования процессов перемагничивания и наиболее вероятных сценариев переходов между состояниями для широкого класса магнитных наносистем различного пространственного масштаба. Среди них магнитные кластеры на подложке, неоднородные состояния со спиральным магнитным упорядочением, состояния с волнами спиновой плотности, искусственно создаваемые микромагнитные наноструктуры на поверхности, в которых реализуется состояние «спинового льда».

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-00102.

Литература

1. P.F. Bessarab, V.M. Uzdin, and H. Jonsson // Physical Review B, **85**, 184409 (2012).

2. P.F. Bessarab, V.M. Uzdin, and H. Jonsson // Physical Review Letters, **110**, 020604 (2013).

3. P.F. Bessarab, V.M. Uzdin and H. Jonsson // Zeitschrift fur Physikalische Chemie, **227**, 1543 (2013).

Туннельное магнитосопротивление в асимметричных слоистых магнитных наноструктурах

Д. А. Петухов*, Н. Х. Усеинов, Л. Р. Тагиров

Институт физики КФУ, ул. Кремлёвская, 18, Казань, 420008.
*dapetukhov@mail.ru

В работе теоретически исследуются слоистые двухбарьерные магнитные наноконтакты ферромагнетик-изолятор ($FM^L/I_1/FM^W/I_2/FM^R$). На основе квазиклассической теории вычисляется спин-поляризованный ток через контакт. В приближении эффективной массы электронов проводимости, а также двухзонной модели ферромагнитных металлов рассчитываются квантово-механические коэффициенты прохождения наноструктуры для каждого спинового канала. Показаны зависимости тока и туннельного магнитосопротивления наноструктуры от приложенного напряжения.

Введение

В настоящее время одним из самых интересных и бурно развивающихся научных направлений в спинтронике является исследование слоистых магнитных наноструктур FM/I (ферромагнетик/изолятор). Эффекты туннельного магнитосопротивления (TMR) и переключения намагниченности в таких структурах находят своё применение в сенсорах магнитного поля, энергонезависимой магниторезистивной памяти (MRAM, ST-MRAM), резонансных туннельных диодах, спиновых транзисторах [1,2]. В данной работе теоретически исследуются асимметричные двухбарьерные магнитные наноструктуры $FM^L/I_1/FM^W/I_2/FM^R$. Они состоят из трёх ферромагнитных слоёв, разделённых между собой диэлектрическими прослойками. В качестве ферромагнетиков обычно используют переходные металлы Fe, Co, Ni и их сплавы (CoFeB, FeNi). Изолирующие слои — это, как правило, AlO_x или MgO. Направления намагниченности внешних слоев (FM^L, FM^R) сонаправлены и «закреплены» с помощью эффекта обменного сдвига. Направление намагниченности среднего слоя (FM^W) можно изменять с помощью внешнего магнитного поля. Одна из таких наноструктур показана на рис. 1.

Обычно рассматривают две ситуации, отвечающие двум случаям относительной ориентации намагниченности ферромагнитных слоёв. P-ориентацией (parallel) называют случай, когда намагниченности всех ферромагнитных слоёв сонаправлены, AP-ориентацией (anti-parallel) – когда намагниченность среднего слоя противоположно направлена намагниченностям наружных слоёв. Если к внешним электродам приложить разность потенциалов, то через структуру потечет ток. Он обусловлен квантово-механическим туннелированием электронов сквозь барьеры. Сопротивление структуры при данной разности потенциалов зависит от относительной ориентации ферромагнитных слоев. Относительная разница между сопротивлением в P- и AP-случае может достигать ~1000% при комнатной температуре [3].

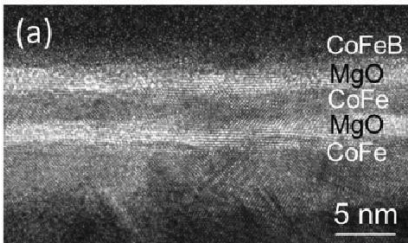


Рисунок 1. Изображение поперечного сечения асимметричной двухбарьерной магнитной туннельной структуры, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа. Рисунок взят из работы [4].

Метод расчета

Анализ туннелирования электронов производится на основе модели спиновых каналов проводимости. Расчёт тока производится с помощью квазиклассической теории [5]. Ферромагнитные слои рассматриваются в рамках двухзонной модели. Квантово-механический расчёт коэффициента прохождения структуры производится в приближении эффективной массы электронов проводимости [6]. При вычислении тока для каждого спинового канала проводимости используется формула:

$$j_s^{\mathrm{P(AP)}} = \frac{e^2\left(k_{F,s}^{\mathrm{L}}\right)^2 V_a}{4\pi^2\hbar}\left\langle \cos\theta_{\mathrm{L},s} D_s^{\mathrm{P(AP)}}\left(V_a, \cos\theta_{\mathrm{L},s}\right)\right\rangle,$$

где $D_s^{\mathrm{P(AP)}}$ — коэффициент прохождения электрона через структуру, V_a — приложенное напряжение. Угловые скобки обозначают усреднение по полярному $\theta_{\mathrm{L},s}$ и азимутальному φ углам траектории электрона. Через s обозначен спин электрона, а $k_{F,s}^{\mathrm{L}}$ представляет собой волновое число электрона (со спином s) в левом ферромагнитном электроде. Обозначим каналы проводимости с помощью символа принадлежности к спиновой подзоне i-го ферромагнитного слоя s_i. Например, каналы для P-ориентации можно записать как $s_{\mathrm{L}} = \uparrow(\downarrow)$, $s_{\mathrm{W}} = \uparrow(\downarrow)$, $s_{\mathrm{R}} = \uparrow(\downarrow)$, а для AP-ориентации как $s_{\mathrm{L}} = \uparrow(\downarrow)$, $s_{\mathrm{W}} = \downarrow(\uparrow)$, $s_{\mathrm{R}} = \uparrow(\downarrow)$ (см. рис. 2(б)).

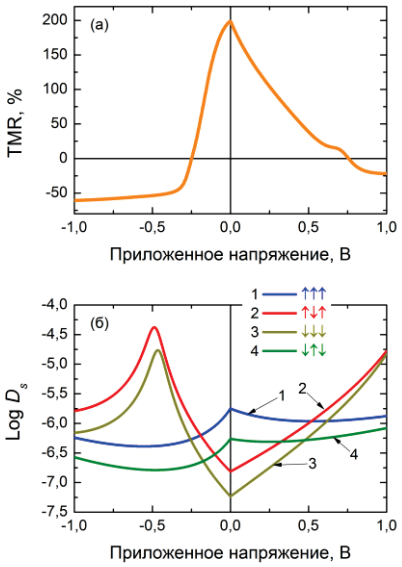


Рисунок 2. (а) Зависимость туннельного магнитосопротивления и (б) коэффициента прохождения структуры (при нулевом значении полярного угла $\theta_{\mathrm{L},s}$) для всех спиновых каналов от приложенного напряжения. Цифрами и стрелками обозначены спиновые каналы проводимости.

Полный ток в P- и AP-случае равен сумме токов от каждой из подзон $j^{\mathrm{P}} = j_{\uparrow}^{\mathrm{P}} + j_{\downarrow}^{\mathrm{P}}$, $j^{\mathrm{AP}} = j_{\uparrow}^{\mathrm{AP}} + j_{\downarrow}^{\mathrm{AP}}$. Туннельное магнитосопротивление определяется с помощью формулы: $\mathrm{TMR} = 100\% \times \left(j^{\mathrm{P}} - j^{\mathrm{AP}}\right) / j^{\mathrm{AP}}$.

Результаты и обсуждение

На рис. 2(а, б) представлены зависимости коэффициента прохождения и магнитосопротивления от приложенного напряжения. Расчёт этих зависимостей был произведён при следующих значениях параметров наноконтакта: волновые числа электронов в спиновых подзонах ферромагнитных слоёв $k_{F,\uparrow}^{\mathrm{L}} = 1.1\,\text{Å}^{-1}$, $k_{F,\downarrow}^{\mathrm{L}} = 0.7\,\text{Å}^{-1}$, $k_{F,\uparrow}^{\mathrm{W}} = 1.0\,\text{Å}^{-1}$, $k_{F,\downarrow}^{\mathrm{W}} = 0.9\,\text{Å}^{-1}$, $k_{F,\uparrow}^{\mathrm{R}} = 1.4\,\text{Å}^{-1}$, $k_{F,\uparrow}^{\mathrm{R}} = 0.4\,\text{Å}^{-1}$. Эффективные массы электрона в ферромагнитных слоях были приняты равными $m_{\uparrow} = 1.27m_e$, $m_{\downarrow} = 1.36m_e$, в диэлектрических — $m_{\uparrow} = m_{\downarrow} = 0.4m_e$. Толщины диэлектрических (1, 2) и среднего (W) слоёв были выбраны $L_1 = 5$ Å, $L_2 = 13$ Å, $L_{\mathrm{W}} = 5.2$ Å, соответственно. Энергетические высоты потенциальных барьеров над уровнем Ферми в диэлектриках равны $U_1 = 1.2$ эВ, $U_2 = 3.0$ эВ.

Обсудим вид зависимостей на рис. 2. Каналы ↑↑↑ и ↓↓↓ отвечают параллельной (P) ориентации намагниченности среднего слоя, а каналы ↑↓↑ и ↓↑↓ — антипараллельной (AP). Из графика рис. 2(б) видно, что при малых напряжениях вероятность туннелирования для каналов ↑↑↑ и ↓↑↓ на порядок больше, чем для каналов ↑↓↑ и ↓↓↓. С увеличением напряжения вероятность прохождения у каналов ↑↓↑ и ↓↓↓ возрастает, а у каналов ↑↑↑ и ↓↑↓ — убывает. Поэтому TMR на рис. 2(а) с ростом приложенного напряжения уменьшается. Кроме того, при обратном смещении коэффициенты прохождения для каналов ↑↓↑ и ↓↓↓ имеют широкие пики прохождения. Эти пики обусловлены квантованием энергии электрона в среднем ферромагнитном слое ($\mathrm{FM^W}$), так как он в данном случае играет роль квантовой ямы. Большая ширина пиков объясняется тем, что при данных параметрах наноструктуры квазистационарные уровни в среднем слое являются довольно размытыми.

При дальнейшем развитии теории появится возможность использовать её для интерпретации экспериментальных данных, а также для поиска параметров наноструктур, при которых будут наблюдаться желаемые выходные характеристики.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №14-02-0034 а.

Литература

1. A. Fert // Thin Solid Films, V. 517, 2-5 (2008).
2. S. Ikeda *et al.* // IEEE Trans. Electron Devices, V. 54, 991–1002 (2007).
3. L. Jiang *et al.* // Appl. Phys. Express, V. 2, 083002 (2009).
4. R.S. Liu *et al.* // Phys. Rev. B, V. 87, 024411 (2013).
5. L.R. Tagirov *et al.* // Phys. Rev. B, V. 63, 104468 (2001).
6. A.N. Useinov *et al.* // Phys. Rev. B, V 84, 085424 (2011).

Спин-поляризованный ток в ферромагнитных точечных контактах с учётом градиентных слагаемых

Н. Х. Усеинов*, Л. Р. Тагиров

Институт физики КФУ, ул. Кремлёвская, 18, Казань.
*nuseinov@mail.ru

Исследованы транспортные свойства точечного контакта двух ферромагнитных металлов с различными свойствами проводимости спиновых подзон. Расчёт тока проводился в рамках квазиклассической теории для функций Грина. Получено выражение спин-поляризованного тока с учётом градиентных слагаемых для произвольного соотношения радиуса контакта и длины свободного пробега электрона проводимости.

Введение

Квантовые и мезоскопические свойства магнитных точечных контактов (МТК) интенсивно изучаются экспериментально и теоретически (см., например, [1]). Особый интерес к МТК обусловлен двумя эффектами: гигантским магнитосопротивлением (МС) и вращением магнитного момента в них, т.е. имеется возможность контролируемого изменения проводимости МТК при комнатных температурах величиной спин-поляризованного тока или внешнего магнитного поля. Транспортные свойства МТК неоднократно исследовались в рамках различных моделей. В частности, в работе [2], используя квазиклассическую модель для функций Грина (ФГ), получено выражение для проводимости контактирующих магнитных металлов при параллельном (Р) и антипараллельном (АР) упорядочении их намагниченностей. В рамках этой модели были исследованы зависимости МС МТК от его радиуса a и длины свободного пробега электрона проводимости l. Предложенная схема вычисления ФГ основывалась на интерполяции слагаемых в ФГ в двух случаях: диффузного $(l < a)$ и баллистического $(l > a)$ режимов.

В настоящей работе мы учли градиентные слагаемые в разложении ФГ, которые позволяют приблизиться к промежуточному случаю, когда $l \sim a$, и объяснить многообразие наблюдаемых экспериментальных данных.

Модель контакта и основы теории

В работе рассматривается самый общий случай ферромагнитного точечного контакта. МТК моделируется круговым отверстием радиуса a, проделанным в непроницаемой мембране, которая разделяет пространство на две половины (левую L и правую R), каждая из которых занята однодоменным ферромагнитным металлом. Ось z цилиндрической системы координат направлена перпендикулярно плоскости мембраны и проведена через центр отверстия, см. рисунок 1.

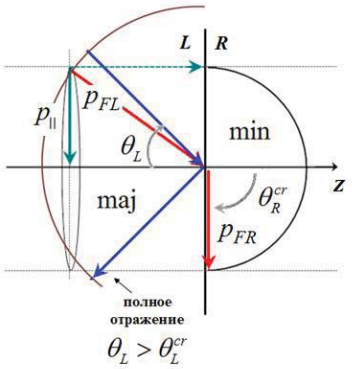


Рисунок 1. Схематическое изображение МТК двух ферромагнитных металлов. Полуокружности соответствуют поверхностям Ферми для спиновых подзон меньшинства «min» электронов в правом (R) и большинства «maj» электронов в левом (L) электродах. Красные стрелки показывают критический угол θ_L^{cr} падения электрона на контакт. Синие стрелки обозначают (падение) отражение электрона при угле падения больше критического, $\theta_L > \theta_L^{cr}$, при котором возникает полное отражение электронов. Зелёные стрелки обозначают параллельную и перпендикулярную компоненты фермиевского импульса к интерфейсу.

Если напряжение V, создающее ток I^z, приложено к внешним проводящим берегам контакта, то спин-поляризованный ток в точке $z \to 0$ в смешанном представлении [2] можно записать в виде

$$I_\alpha^z(0,t) = a\int_0^\infty dk\, J_1(ka)\, j_\alpha^z(0,k,t), \qquad (1)$$

где $J_1(ka)$ - функция Бесселя первого порядка, k - волновое число, определяющее неоднородность плотности тока $j_\alpha^z(0,k,t)$ в плоскости контакта, $\alpha = (\uparrow,\downarrow)$ - спиновый индекс. Выражение для плотности тока, усреднённое по телесному углу левой стороны контакта, имеет вид

$$j_\alpha^z(0,k,t) = -\frac{e p_{F,\alpha.\min}^2}{2\pi}\left\langle \cos\theta_L\, g_{a,\alpha}(0,k,t)\right\rangle_L, \quad (2)$$

где $p_{F,\alpha,\min}$ - импульс Ферми, наименьший из импульсов $(p_{F,\alpha}^L, p_{F,\alpha}^R)$, θ_L - угол между осью z и направлением движения электрона к отверстию, $g_{a,\alpha}(0,k,t)$ - антисимметричная ФГ, которая является решением системы кинетических уравнений Больцмана в τ -приближении:

$$(1 - i\mathbf{k}\cdot\mathbf{l}_{\|,\alpha})g_{s,\alpha} + l_{z,\alpha}\,\partial_z g_{a,\alpha} = \langle g_{s,\alpha}\rangle, \qquad (3)$$

$$(1 - i\mathbf{k}\cdot\mathbf{l}_{\|,\alpha})g_{a,\alpha} + l_{z,\alpha}\,\partial_z g_{s,\alpha} = 0. \qquad (4)$$

Здесь $g_{s,\alpha}$ - симметричная ФГ, $\mathbf{l}_{\|,\alpha}$ - вектор, определяющий длину свободного пробега электрона проводимости в плоскости контакта, абсолютная величина которого определяется геометрией: $l_{\|.\alpha}^2 = l_\alpha^2 - l_{z.\alpha}^2$, где $l_{z,\alpha} = l_\alpha \cos\theta$ - проекция на ось z. Функции Грина в решениях уравнений Больцмана (3) и (4) удовлетворяют двум граничным условиям: 1) $g_{a,\alpha}^L = g_{a,\alpha}^R = g_{a,\alpha}$, при проекции импульса Ферми на плоскость контакта $p_{\|\alpha}$ меньше, чем $p_{F,\alpha}^L$ и $p_{F,\alpha}^R$, и $g_{a,\alpha}^L = g_{a,\alpha}^R = 0$, при $p_{\|\alpha} > \min\left[p_{F.\alpha}^L, p_{F.\alpha}^R\right]$; 2) имеется связь $2R_\alpha g_{a,\alpha} = D_\alpha(g_{s,\alpha}^L - g_{s,\alpha}^R)$, где D_α и $R_\alpha = 1 - D_\alpha$ - зависящие от спина и угла падения θ_L квантово-механические коэффициенты прохождения и отражения от границы контакта.

Спин-поляризованный ток МТК

Решения уравнений (3), (4) совместно с граничными условиями и учётом градиентных слагаемых в ФГ приводит к основному результату: выражению для спиновой компоненты тока через МТК

$$I_\alpha^z = \frac{e^2 p_{F,\alpha,\min}^2\, a^2 V}{2\pi}\int_0^\infty dk\, \frac{J_1^2(ka)}{k} F_\alpha(k,\theta_L), \qquad (5)$$

где $F_\alpha(k,\theta_L)$ представляет собой сумму функциональных зависимостей и интегралов от коэффициентов похождения D_α доменной стенки и параметров $l_\alpha^{L(R)}$, $p_{F,\alpha}^{L(R)}$ контактирующих металлов. Результаты вычислений уравнения (5) для МТК с длинами свободного пробега электрона проводимости $l_\uparrow^L = 30$ Å, $l_\downarrow^L = 65$ Å, $l_\uparrow^R = 80$ Å, $l_\downarrow^R = 40$ Å и с импульсами Ферми $p_{F,\uparrow}^L = 1.0$ Å^{-1}, $p_{F,\downarrow}^L = 0.4$ Å^{-1}, $p_{F,\uparrow}^R = 1.2$ Å^{-1}, $p_{F,\downarrow}^R = 0.6$ Å^{-1} показаны на рисунке 2. При этом радиус контакта a и толщина L доменной стенки были равны $a = 40$ Å и $L = 10$ Å. Графики зависимостей соответствуют токам $I^{\mathrm{P(AP)}} = I_\uparrow^{\mathrm{P(AP)}} + I_\downarrow^{\mathrm{P(AP)}}$, штриховые кривые без учёта градиентных слагаемых в (5), сплошные с учётом.

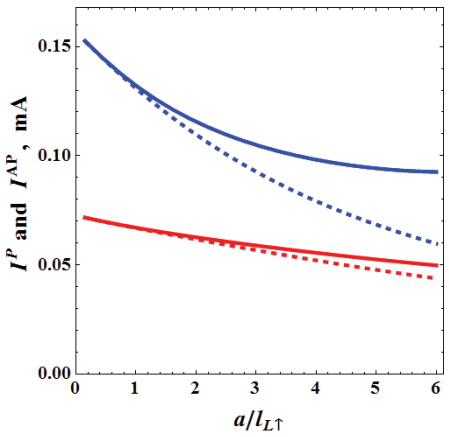


Рисунок 2. Зависимости токов от отношения радиуса a МТК к длине свободного пробега электрона проводимости со спином вверх левого магнитного домена. Синие кривые соответствуют P-ориентации намагниченностей соседних доменов, красные – AP-ориентации, штриховые линии без учётов градиентов, сплошные – с учётом.

Представленные теоретические зависимости тока могут быть использованы при интерпретации экспериментальных данных, полученных при исследовании резистивных свойств магнитных наноконтактов, таких как Co-Co, Ni-Мюметалл и туннельных точечных контактов из CoFeB/MgO/CoFe.

Работа частично поддержана Министерством образования и науки РФ и РФФИ в рамках научного проекта № 14-02-00348 а.

Литература

1. Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. Volume 5: Spintronics and Magnetoelectronics, edited by H. Kronmüller and S. Parkin. John Wiley & Sons, Ltd. © 2007.

2. L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, K. B. Efetov // Physical Review B, V 63, 104428 (2001).

Трансформация структуры доменных границ пермаллоя при их смещении под действием продольного электрического тока

Л.С. Успенская*, С.В. Егоров

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.
*uspenska@issp.ac.ru

В широком диапазоне температур исследовано движение head-to-head доменных границ в полосках пермаллоя толщиной 40 нм, шириной 2 мкм и 7 мкм под действием пропускаемого вдоль полосок электрического тока и продольного магнитного поля. Показана нелинейная зависимость смещения границ от амплитуды тока. Обнаружено расширение границ, движущихся под действием импульсов тока, возрастающее по мере увеличения амплитуды импульсов тока и по мере понижения температуры.

Введение

Возможность управлять магнитными свойствами гибридных структур на основе магнитомягких ферромагнетиков с помощью спин-поляризованного тока открывает широкие перспективы для приложений. Исследованию этого вопроса в настоящее время посвящено огромное количество работ (см. в частности [1]), поскольку важно понять и механизм переключений, и предельные скорости переключений, и устойчивость переключений. В данной работе исследовалось движение доменных границ под действием импульсов спин-поляризованного тока в диапазоне температур от комнатной до гелиевой. И было установлено, что кинетика перемагничивания границ по мере понижения температуры при их движении под действием магнитного поля и под действием тока изменяется противоположным образом. При движении границ под действием поля их подвижность падает, а коэрцитивность растет по мере понижения температуры, а при движении под действием тока коэрцитивность слабо зависит от температуры, а смещение значительно возрастает. И было установлено, что при движении границ под действием тока наблюдается трансформация структуры границ, возрастающая при увеличении скорости их движения. Последние результаты представляются авторам наиболее важными, поэтому именно они и будут представлены в данных тезисах.

Методика эксперимента

Эксперименты проводились на полосках пермаллоя, изготовленных методом взрывной литографии из пленок пермаллоя, выращенных методом магнетронного распыления на окисленные кремниевые пластинки. Напыление производилось в плоскостном поле порядка 1000 Э, что обеспечивало плоскостную, наведенную в процессе роста, анизотропию порядка одного эрстеда, достаточную для удержания намагниченности в плоскости пластин. В равновесном состоянии пластины были однородно намагничены, а векторы намагниченности в доменах лежали вдоль направления анизотропии. После перемагничивания плоскостным полем любого направления намагниченность оставалась направленной вдоль выделенного направления. Структуры в виде полосок формировались таким образом, что длинные стороны полосок были ориентированы вдоль выделенного направления, рис.1.

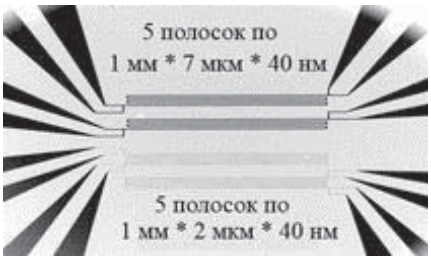


Рисунок 1. Общий вид исследуемых структур.

Магнитная доменная структура и кинетика перемагничивания исследовались с помощью магнитооптического метода визуализации, при котором индикаторная пленка ИЖГ с плоскостной намагниченностью накладывалась на исследуемый образец и по локальному вращению плоскости поляризации отраженного поляризованного света восстанавли-

валась магнитная доменная структура исследуемого образца [2].

Захват изображения с помощью цифровой камеры EDS2000S, синхронизированный с подачей импульсов поля или тока, позволял регистрировать изображения смещающихся доменных границ и расстояния, на которые границы смещались под действием продвигающей силы.

Кроме того, имелась возможность измерения сопротивления и магнитосопротивления структур по 4-точечному методу, рис. 1, одновременного с наблюдениями.

Результаты

As-grown полоски пермаллоя и те же полоски после намагничивания насыщающим магнитным полем находятся в однодоменном состоянии, с намагниченностью в соседних полочках, направленной либо параллельно, либо антипараллельно. Соответственно, доменные границы (ДГ) стовосьмидесятиградусного соседства сосредоточены на поворотах меандра, рис. 2.

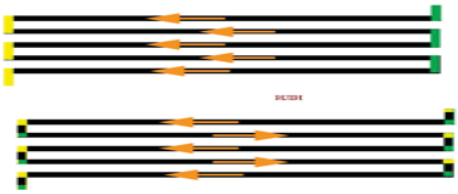


Рисунок 2. Направления намагниченности M_S.

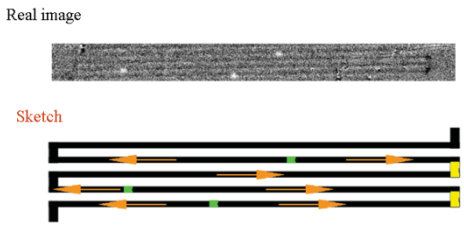


Рисунок 3. Реальное изображение доменной структуры и схема, поясняющая направления M_S.

На полосках ДГ можно было создавать и сдвигать, прикладывая короткие импульсы магнитного поля или импульсы электрического поля, рис.3. В процессе движения под действием импульсов поля и после остановки границ распределение контраста на изображениях доменных границ оставалось неизменным, рис. 4а. Следует заметить, что в данном случае мы видим не сами ДГ, а лишь дальнодействующие поля рассеяния вокруг границ. Однако симметричность изображения (рис. 4а,б) позволяет предположить, что это границы блоховского типа [3]. Ситуация изменяется по мере усиления продвигающего тока: ДГ становятся наклонными, причем наклон зависит от направления движения границ, и заметно расширяются в процессе движения, рис. 5а,б. Дальнейшее увеличение амплитуды тока (при одновременном уменьшении длительности импульсов для избегания перегрева образцов) приводит к формированию устойчивых доменов с поперечной намагниченностью с макроскопическими размерами (рис. 6), свидетельствуя о разной скорости движения переднего и заднего фронтов границ.

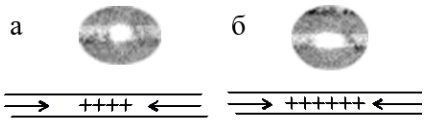


Рисунок 4. Изображения ДГ после смещения импульсами тока амплитудой а - < 1 * 10^7 А/см^2, б - ~ 1 * 10^7 А/см^2.

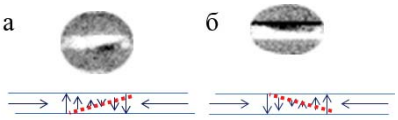


Рисунок 5. Та же граница после смещения импульсом тока амплитудой ~ 2 * 10^7 А/см^2 (а) и обратного смещения током ~ - 2 * 10^7 А/см^2 (б).

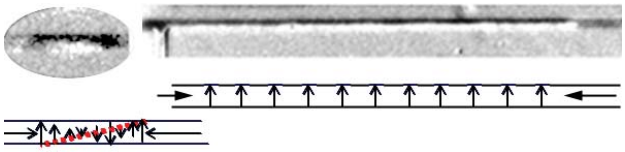


Рисунок 6. Та же граница после смещения импульсом тока амплитудой – 2.4 * 10^7 А/см^2 и - 5 * 10^7 А/см^2 .

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ 12-02-00707.

Литература

1. A.A. Khajetoorians, B.Baxevanis, C.Huebner et al. // Science, 339, 55, (2013).
2. V.K. Vlasko-Vlasov et al. // Physica C, 203, 149 (1992).
3. L.S. Uspenskaya, O.A. Tikhomirov, S.I. Bozhko et al. // J. Appl. Phys., 113, 163907 (2013).

Диагностика парного взаимодействия магнитных микрочастиц методом оптического пинцета

М. Н. Скрябина, Е. В. Любин, А. А. Федянин*

Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1-2, Москва, 119991.

*fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

Развит метод оптического пинцета для изучения парного взаимодействия магнитных микрочастиц в жидкости. Показано, что методом оптического пинцета величина сил взаимодействия между частицами может быть определена с точностью единиц фН, а магнитный момент микрочастиц с точностью до единиц фАм^2.

Взаимодействие между магнитными микрочастицами в магнитореологической жидкости (суспензии магнитных микрочастиц) определяет такие ее макроскопические параметры, как упругость, вязкость и текучесть [1]. Силы взаимодействия частиц в таких системах имеют порядок от десятков фН до десятков пН, и для измерения таких малых сил в исследуемых пространственных масштабах целесообразным представляется использовать метод оптического пинцета [2, 3]. Принцип работы оптического пинцета основан на том, что неоднородное оптическое поле, например перетяжка сильно сфокусированного лазерного луча, формирует эффективную пространственную потенциальную яму для объектов, находящихся в области перетяжки. Захват микрообъектов в такую потенциальную яму, а также управление захваченными микрообъектами называется методом оптического пинцета. Оптический пинцет широко применяется для изучения свойств отдельных биологических клеток [4], также для определения упругих свойств клеточных мембран и отдельных макромолекул [5, 6].

В данной работе методом двухлучевого оптического пинцета проведено измерение сил взаимодействия между одиночными микрообъектами на примере магнитного взаимодействия двух броуновских микрочастиц, взвешенных в жидкости, во внешнем магнитном поле. Для калибровки сил оптического захвата и получения количественной характеристики сил взаимодействия в случае исследования магнитных микрочастиц предлагается использовать анализ автокорреляционной функции броуновских смещений.

В установке оптического пинцета реализуются одновременно две оптические ловушки [5], совмещенные с системой приложения магнитного поля в области образца [7]. Для формирования оптических ловушек излучение двух непрерывных инфракрасных лазеров с длиной волны излучения 975 нм фокусируется в герметичную кювету с помощью иммерсионного объектива с числовой апертурой 1,3. Установка позволяет контролируемо изменять расстояние между оптическими ловушками. Освещение для визуализации образца проводится в геометрии “на просвет”. Изображение исследуемого образца получается с помощью ПЗС-камеры. Кювета сделана из двух покровных стекол, расположенных на расстоянии 0,15 мм друг от друга, заполняется суспензией исследуемых микрообъектов. В описанных экспериментах изучалась водная суспензия магнитных микрочастиц размером 3 мкм из полистирола с вкраплением нанометровых частиц магнетита. Для приложения магнитного поля к области, в которой располагается образец, используется система из четырех электромагнитов, которая позволяет создавать магнитное поле в образце с вектором напряженности, лежащим в плоскости наблюдения. Определение положения частиц, захваченных ловушками, осуществляется по рассеянному этими частицами излучению дополнительно установленных лазеров с излучением на длине волны 635 и 670 нм. Для этого рассеянное вперед излучение собирается на поверхности двух квадрантных фотодиодов (КФД), которые связаны с компьютером посредством аналогово-цифрового преобразователя.

Оптический пинцет позволяет измерить силы взаимодействия между двумя захваченными объектами

по смещению каждого объекта из центра ловушки. При этом можно считать, что при смещении из центра оптической ловушки на расстояние r на частицу действует возвращающая сила $F = kr$, где k – эффективная жесткость оптической ловушки [3]. Так как микрочастица в оптической ловушке находится в равновесии, то сила взаимодействия между магнитными частицами должна уравновешиваться возвращающей силой оптической ловушки F.

В оптические ловушки захватывались две магнитные микрочастицы. Напряжения с КФД, соответствующие координатам броуновского движения частиц, записывались в отсутствие внешнего магнитного поля и в присутствии магнитного поля с вектором напряженности, имеющим параллельную и перпендикулярную ориентацию к оси Ox, проведенной через центры двух ловушек. На рисунке 1 схематически изображены расположения магнитных моментов и сил взаимодействия между частицами для обеих ориентаций поля. Измерения проводились для значений напряженности магнитного поля в диапазоне от 0 до 62 Э.

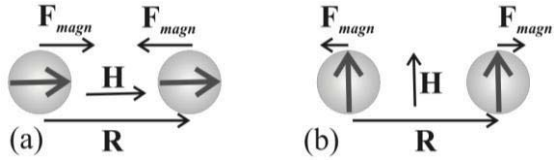


Рисунок 1. Взаимное расположение магнитных моментов микрочастиц во внешнем поле, при параллельной (a) и перпендикулярной (b) ориентации вектора напряженности магнитного поля относительно оси Ox.

Для каждого измерения вычислялись среднее напряжение на КФД $<\Delta V_i(t)>$, соответствующее смещениям частиц вдоль оси Ox, дисперсии этих напряжений D_i и функции автокорреляции $A_i(\tau) = <\Delta V_i(t)\,\Delta V_i(t+\tau)>/D_i$, где $\Delta V_i(t) = V_i(t) - <V_i(t)>$, $i = 1, 2$ – номер частицы. Детекторы настраивались таким образом, чтобы средние напряжения $<V_i(t)>$ были близки к нулю, если в области образца не создается магнитное поле. В этом случае функция автокорреляции задается следующим выражением:

$$A_i(\tau) = \{\exp[-k(1-\varepsilon)\tau/\gamma] + \exp[-k(1+\varepsilon)\tau/\gamma]\}/2,$$

где $\gamma = 6\pi a\eta$ — коэффициент вязкого трения сферической частицы с радиусом a в жидкости с вязкостью η, $\varepsilon = 4a/3R$, R – среднее расстояние между частицами. Из аппроксимации экспериментальных данных была получена жесткость оптических ловушек $k = (1{,}88 \pm 0{,}03)\cdot 10^{-6}$ Н/м. Принимая дисперсию смещений равной $<x_i^2> = k_B T/k = 2{,}2$ мкм, коэффициенты пропорциональности между величинами реальных смещений и величинами напряжений на КФД находились из соотношения $\beta_i^2 = D_i/<x_i^2>$. Величины средних смещений частиц из центров оптических ловушек равны $<x_i> = <V_i>/\beta_i$.

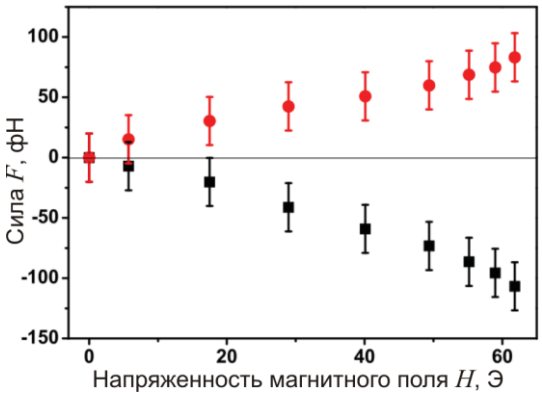


Рисунок 2. Экспериментальная зависимость силы магнитного взаимодействия между микрочастицами от напряженности внешнего магнитного поля, черные точки – параллельная ориентация магнитного поля, красные точки – перпендикулярная, расстояние между частицами 5,7 мкм.

Таким образом, в работе впервые представлены результаты по измерению методом оптического пинцета сил не только отталкивания, но и притяжения магнитных микрочастиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ и Российского фонда фундаментальных исследований.

Литература

1. J. de Vicente, D. J. Klingenberg, R. Hidalgo-Alvarez // Soft Matter, V. 7, 3701 (2011).
2. A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, S. Chu // Opt. Lett., V. 11, 288 (1986).
3. K. C. Neuman, S. M. Block // Rev. of Sci. Instr., V. 75, 2787 (2004).
4. M. D. Khokhlova, E. V. Lyubin, A. G. Zhdanov, S. Yu. Rykova, I. A. Sokolova, A. A. Fedyanin // J. Biomed. Opt., V. 17, 025001 (2012).
5. E. V. Lyubin, M. D. Khokhlova, M. N. Skryabina, A. A. Fedyanin // J. Biomed. Opt., V. 17, 101510 (2012).
6. C. Cecconi, E. A. Shank, S. Marqusee, C. Bustamante // Methods Mol. Biol., V. 749, 225 (2011).
7. М. Н. Скрябина, Е. В. Любин, М. Д. Хохлова, А. А. Федянин // Письма в ЖЭТФ, Т. 95, 638 (2012).

Спиновые волны в магнитных микро- и наноструктурах и возможности построения элементной базы СВЧ на принципах магноники

С.Л. Высоцкий[1,2], Г.М. Дудко[1], А.С. Джумалиев[1,2], А. В. Кожевников[1], С. А. Никитов[2, 3], Ю. В. Никулин[1,2], Е.С. Павлов[1], В.К. Сахаров[1], Ю. А. Филимонов[1,2,*], Ю. В. Хивинцев[1,2]

1 Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Лаборатория метаматериалов СГУ им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корпус 7, Москва, 125009.

*yuri.a.filimonov@gmail.com

Рассмотрены результаты исследований СВЧ спиновых волн в микро- и наноструктурах на основе пленок ферритов и ферромагнитных металлов; методы возбуждения и приема спиновых волн с нанометровыми длинами волн; обсуждены физические явления при распространении спиновых волн в магнитных микро- и наноструктурах, представляющие интерес для создания устройств обработки информации СВЧ.

Построение элементной базы СВЧ на принципах магноники связывают с развитием исследований нанометрового масштаба спиновых волн (СВ) в магнитных микро- и наноструктурах. В свою очередь, это оказалось возможно благодаря существенному прогрессу в технологии создания волноводов СВ с характерными латеральными масштабами 0.1-100 мкм [1,2], развитию методов исследования пространственно-временной динамики [3], возбуждения и приема [4-6] СВ длиной $\lambda \sim 0.1 - 10$ мкм, а также методов микромагнитного моделирования СВ [7]. В данном докладе приведены результаты исследования свойств СВ в магнитных микро- и наноструктурах.

Образцы и методы возбуждения

Для изготовления магнитных структур использовались эпитаксиальные пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) на подложках гадолиний-галлиевого гранта (ГГГ) а также пленки ферромагнитных металлов (Py, Co, Ni), полученные магнетронным осаждением на постоянном токе [8,9]. Магнонные кристаллы (МК) [1] изготавливались с помощью фотолитографии и ионного травления, а также с использованием фокусированного ионного пучка (см. рисунок 1а-в). Для возбуждения СВ использовались копланарные или микрополосковые антенны. На рисунке 1г приведен вид интегральной структуры на основе МК из пленки ЖИГ толщиной d≈0.6 мкм и копланарных преобразователей.

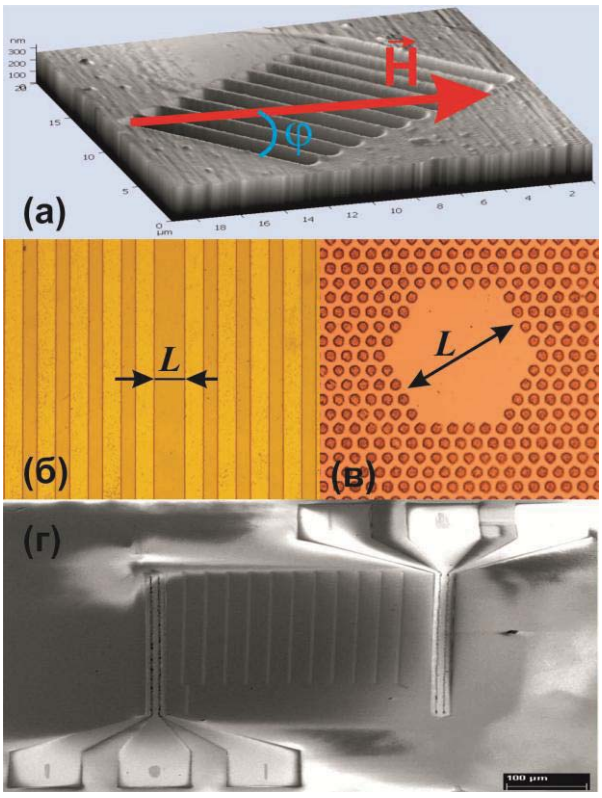


Рисунок 1. Магнонные кристаллы (МК) на основе пленки ЖИГ (а-в), интегральная структура на основе МК и копланарных антенн (г).

В отличие от интегральных структур на основе пленок ферромагнитных металлов, использование пленок ЖИГ позволяет исключить нанесение изолирующего слоя диэлектрика между магнитной пленкой и антенной, что обеспечивает возможность возбуждения более коротковолновых СВ с волновыми числами k≈40000 1/см [5]. Показано, что в пленках с поверхностной периодической микроструктурой (см. рисунок 1а) изменением угла φ между магнитным полем H и осью микроструктуры можно управлять дисперсией и эффективностью возбуждения СВ [10].

Результаты

Исследовано влияние металла на формирование брэгговских резонансов (БР) поверхностных спиновых волн (ПСВ) в МК. Показано, что в зависимости от параметров слоистой структуры возможно как подавление БР, так и их сдвиг по частоте в соответствии с условием $(k^1+k^2)\Lambda=\pi n$, где $k^{1,2}$ – волновые числа ПСВ в прямом и обратном направлениях, Λ – период структуры [11-14]. Исследовано распространение магнитоупругих волн в магнон-фононных кристаллах на основе эпитаксиальных структур ЖИГ/ГГГ [15]. В магнонном спектре МК со структурным дефектом (рисунки 1б,в) с размером L≈nΛ обнаружены дефектные моды (ДМ) [16]. Показано, что параметрическая неустойчивость СВ может приводить к разрушению БР [17-19] и ДМ [20]. Обнаружено, что при распространении ПСВ в магнонном кристалле с локализованным нелинейным дефектом, созданным дополнительной пространственно-локализованной накачкой [21], может формироваться ДМ в виде вторичной ПСВ, образованной в результате беспороговых процессов слияния параметрических магнонов. В планарных бикомпонентных периодических структурах на основе пленок Co и Py методом ферромагнитного резонанса изучены условия возбуждения локализованных спин-волновых мод [9]. Методом микромагнитного моделирования исследованы спектр линейного и нелинейного ФМР в пермаллоевой решетке магнитных античастиц [22].

Работа частично поддержана грантами РФФИ (№ 13-07-00941, 13-07-01023, 13-07-12421-офи_м, 14-07-00896) и грантом Правительства России для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования (№ 11.G34.31.0030).

Литература

1. Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов, Л.В. Животовский и др.// ПЖЭТФ, Т.70, 670 (2003).
2. A.V. Chumak, P. Pirro, A. A. Serga et al. // Appl. Phys. Let. V.95, 262508 (2009).
3. V.V. Kruglyak, R.J. Hicken // JMMM, V.306, 191, (2006).
4. M.Bailleul, D.Oligs, C. Fermon, S.O. Demokritov // Europhys. Lett. V. 56, 741, (2001).
5. Y.V. Khivintsev, et al. // Int. Symp. Spin Waves, St.-Petersburg, Russia, June 9-15, 2013, p.67.
6. V.Demidov et al. // Nature Materials, V.11, 1028 (2012).
7. M.J. Donahue, D.G. Porter, Interagency Report NISTIR 6376, NIST, Gaithersburg, MD, 1999.
8. А.С. Джумалиев, Ю.В. Никулин., Ю.А. Филимонов // ПЖТФ, Т.39(21), 10 (2013).
9. M.Mruczkievicz, M. Krawczyk, V.K. Sakharov, et al. // JAP, V. 113, 093908 (2013).
10. S.L. Vysotsky et al. // ICFM'2013, Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra, p. 310.
11. M. Mruczkievicz et al. // New J. of Phys., V. 15, 113023 (2013).
12. С.Л. Высоцкий и др. // РЭ, Т.58, 389 (2013).
13. С.Л. Высоцкий и др. // ПЖТФ, Т.37, 76 (2011).
14. E.N. Beginin et al. // APL., V.100, 252412 (2012).
15. S.A. Nikitov et al. // IEEE Proceedings Int. Ultrasonic Symp. 10.1109/ULTSYM.1240 (2012).
16. Y. Filimonov et al. // APL, V. 101, 242408 (2012).
17. С.Л. Высоцкий и др. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика, Т.15(3), 58 (2007).
18. С.Л. Высоцкий и др. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика, Т.20(2), 3 (2012).
19. S.L. Vysotsky, Yu.A. Filimonov, E.S. Pavlov, S.A. Nikitov // Int. Symp. Spin Waves, St.-Petersburg, Russia, June 9-15, 2013, p.35.
20. E.S. Pavlov, Yu.A. Filimonov, S.L. Vysotsky, S.A. Nikitov// Int. Symp. Spin Waves, St.-Petersburg, Russia, June 9-15, 2013, p. 166.
21. Г.Т. Казаков, А.В. Кожевников, Ю.А. Филимонов // ЖЭТФ, Т.115(1), 318 (1999).
22. G.M. Dudko, Yu.A. Filimonov, Yu.V. Khivintsev, S.L. Vysotsky // Int. Symp. Spin Waves, St.-Petersburg, Russia, June 9-15, 2013, p. 155.

Резонансные оптические эффекты в одномерных магнитоплазмонных структурах золото/феррит-гранат

А. Л. Чехов[1,*], В. Л. Крутянский[1], А. И. Шайманов[1], А. И. Стогний[2], Т. В. Мурзина[1,§]

1 Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 119991, Москва.

2 НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь.

*chekhov@shg.ru, §murzina@mail.ru

Экспериментально изучены резонансные оптические эффекты в композитных структурах, состоящих из тонкой наноструктурированной пленки золота на поверхности феррит-граната. Проведены измерения частотно-угловых спектров прохождения и магнитного контраста экваториального эффекта Керра. Впервые для структуры данного типа изучена спектроскопия второй гармоники и магнитного нелинейнооптического эффекта Керра.

Введение

Изучение плазмонных и магнитоплазмонных структур в настоящее время является активно развиваемой темой исследований [1]. Возможность сочетания в одной структуре резонансных оптических и магнитных свойств привлекает особое внимание исследователей, в основном ввиду привлекательности таких структур для управляемых магнитооптических устройств. Пространственная периодичность металлической и (магнитной) диэлектрической структуры может приводить к формированию в ней поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), а также волноводных мод, модулирующих спектр магнитооптических эффектов. Исследования такого рода структур были проведены для линейного магнитооптического отклика, тогда как спектроскопия нелинейно-оптических эффектов пока не изучалась. В то же время можно ожидать, что резонансные плазмонные эффекты, приводящие к усилению локального оптического поля, должны приводить к значительному изменению именно нелинейно-оптического отклика структур.

Исследуемые структуры

В данной работе исследовались одномерные магнитоплазмонные кристаллы, состоящие из периодической структуры полос золота (Au) на поверхности железо-иттриевого граната (YIG), находящегося на подложке из галлий-гадолиниевого граната (GGG) [2]. Толщина слоя золота составляла 50 нм, период структуры 730 нм, толщина слоя YIG 3 мкм, ширина полос, протравленных в слое золота до подложки граната, 100 нм. В данных структурах за счет наличия дифракционной решетки возможно возбуждение различных мод при падении света на ее поверхность. Если плоскость падения перпендикулярна направлению полосок, то резонансное возбуждение происходит при выполнении условия фазового синхронизма вида

$$k \sin\theta + 2\pi m/d = k_m\,, \qquad (ф1)$$

где k – волновой вектор падающего излучения, θ – угол падения, m – целое число, d – период структуры и k_m – волновой вектор возбуждаемой моды.

В магнитоплазмонном кристалле, изучаемом в данной работе, могут распространяться ППП на двух границах раздела: золото/воздух (Au/Air) и золото/феррит-гранат (Au/YIG), а также волноводные моды в слое феррит-граната.

Экспериментальные результаты

Исследования частотно-угловых спектров пропускания и магнитного контраста проводились с использованием лампы накаливания и постоянного магнита с величиной магнитного поля 2,5 кГс. Падающее излучение было p-поляризовано, плоскость падения была перпендикулярна направлению полосок золота, и магнитное поле прикладывалось в экваториальной геометрии. Измерялись частотно-угловые спектры прохождения и магнитного контраста $\delta = (I(+M) - I(-M))/(I(+M) + I(-M))$, где $I(+M)$ и $I(-M)$ – интенсивности прошедшего излучения при противоположных направлениях намагниченности.

Спектры линейного пропускания демонстрируют типичные для подобных структур частотно-угловые зависимости, минимумы которых соответствуют возбуждению волноводных мод и ППП на двух границах раздела, рис. 1(а). Вблизи этих особенностей наблюдается значительное изменение магнитооптических эффектов, рис. 1(б).

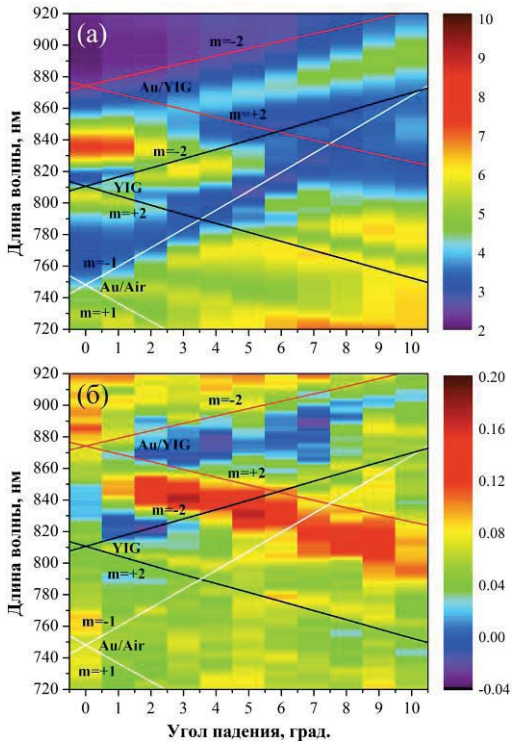


Рисунок 1. (а) Частотно-угловой спектр пропускания структуры. (б) Частотно-угловой спектр магнитного контраста. Прямыми показано расчетное положение особенностей, связанных с возбуждением мод различных типов с различными значениями параметра m. Величины указаны в процентах.

Спектроскопия второй гармоники (ВГ) и магнитного нелинейно-оптического эффекта Керра (МНКЭ) была исследована с использованием в качестве накачки излучения фемтосекундного титан-сапфирового лазера, область спектральной перестройки которого составила 730 – 860 нм. Использовался постоянный магнит в экваториальной геометрии с величиной магнитного поля 2,5 кГс, нелинейный отклик измерялся в прохождении и р-р-комбинации накачки и ВГ, угол падения составлял 10 градусов. Измерялся спектр интенсивности ВГ и спектр МНКЭ, характеризуемый величиной нелинейного магнитного контраста, вычисляемого по формуле для линейного магнитного контраста с $I(+M)$ и $I(-M)$, равными интенсивностям ВГ при противоположных направлениях намагниченности.

Показано, что спектры ВГ в этом диапазоне немонотонны и демонстрируют ярко выраженные особенности, появление которых мы связываем с резонансным возбуждением ППП и волноводных мод в структуре, рис. 2.

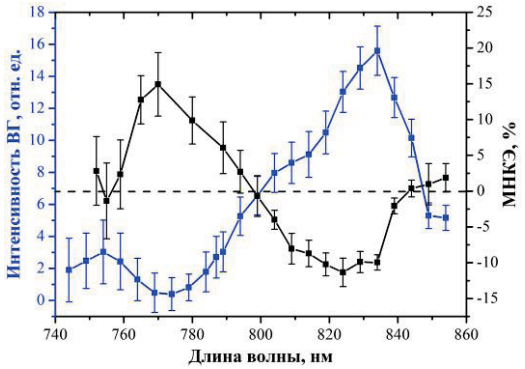


Рисунок 2. Спектры сигнала ВГ (синий) и нелинейного магнитного контраста (черный), угол падения 10 градусов.

Обнаружено резонансное возрастание и смена знака нелинейного магнитного контраста, максимальная величина которого достигает -12% и +15%. Механизм резонансного возрастания магнитного нелинейно-оптического эффекта в магнитоплазмонном кристалле состоит, по-видимому, в резонансном усилении локального оптического поля в структуре. Сравнение с однородной пленкой магнитного граната показывает, что в случае плазмонной структуры наблюдается, во-первых, возрастание абсолютной величины МНКЭ в выделенных спектральных интервалах и, во-вторых, изменение знака эффекта, что указывает на его резонансную природу.

Выводы

В частотно-угловых спектрах пропускания и магнитного контраста найдены особенности, связанные с возбуждением резонансных мод в структуре. Впервые проведена спектроскопия ВГ и МНКЭ для данного типа структур. В спектрах найдены резонансные особенности, связанные с возбуждением различных мод в структуре. Нелинейный магнитный контраст достигает значений -12% и +15%. В данной работе были изучены линейные и нелинейные эффекты в магнитоплазмонном кристалле на основе золота и феррит-граната.

Литература

1. V.I. Belotelov *et al.* // Nature Nanotechnology, V. 6, 370 – 376 (2011).
2. А.В. Беспалов, О.Л. Голикова, А.Л. Чехов и др. // Неорганические материалы, в печати (2014).

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Исследование топографии кремниевых и кремний-германиевых наноструктур методами комбинированной сканирующей туннельной и атомно-силовой микроскопии

А. Ю. Аладышкин[1,2,*], А. В. Путилов[1], М. В. Шалеев[1,2], Д. А. Музыченко[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Национальный исследовательский университет – Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

*aladyshkin@ipmras.ru

В докладе представлен анализ возможностей сканирующей туннельной микроскопии (STM) и бесконтактной атомно-силовой микроскопии (NC-AFM) для исследования электрофизических свойств твердотельных наноструктур на основе кремния. В частности, получено атомарное разрешение для поверхности Si(111)7x7 методом комбинированной STM-NC-AFM микроскопии и модуляционной STM микроскопии, что позволяет исследовать топографию неоднородных образцов с различной локальной проводимостью и выполнять туннельную спектроскопию с высоким пространственным и энергетическим разрешением.

Бесконтактная атомно-силовая микроскопия

Атомно-силовая микроскопия (atomic force microscopy, AFM) в настоящее время является широко применяемой техникой исследования твердотельных микро- и наноструктур. Стандартными режимами AFM являются контактная и полуконтактная моды, при которых AFM-зонд, расположенный на осциллирующей консоли (кантилевере), касается поверхности образца. Существенно менее популярным способом является бесконтактная атомно-силовая микроскопия (noncontact atomic force microscopy, NC-AFM), при которой AFM-зонд во время сканирования не дотрагивается до поверхности, и, следовательно, ни образец, ни форма острия зонда не изменяются в ходе эксперимента. Необходимыми условиями успешной работы микроскопа в NC-AFM режиме являются наличие высокого или сверхвысокого вакуума и большая механическая жесткость осциллятора. Последнее условие необходимо для обеспечения устойчивых колебаний острия зонда с частотой f_0 порядка 20 кГц и с амплитудой порядка межатомных расстояний. В качестве AFM-зонда обычно используется металлическая травленая W игла, закрепленная на одном из плеч микрокамертона (tuning-fork). Это позволяет использовать один и тот же зонд как

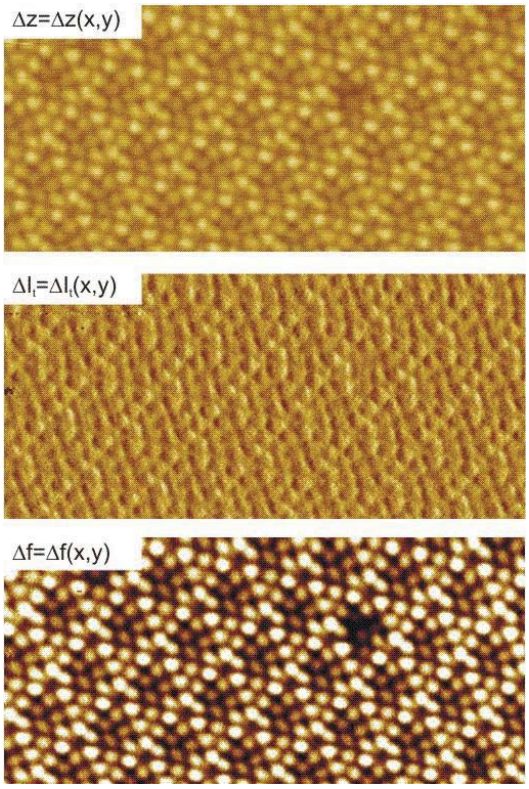


Рисунок 1. Изображение участка реконструированной поверхности Si(111)7×7, полученное в условиях сверхвысокого вакуума (2×10^{-10} мбар) комбинированным методом 50% NC-AFM – 50% STM; базовая частота сенсора $f_0=24.8\times10^3$ Гц, сдвиг резонансной частоты Δf=–30 Гц, туннельный ток $I_t^{(0)}$=300 пА, напряжение на игле V_0=–700 мВ, T=77 K, область сканирования 20×10 нм^2

(а) проводящий зонд для сканирующей туннельной микроскопии (scanning tunneling microscopy, STM) при условии отсутствия возбуждений механической системы и удержания системой обратной связи заданного туннельного тока I_{t0};
(б) зонд для NC-AFM микроскопии при условии удержания системой обратной связи пьезосканера постоянного сдвига резонансной частоты $\Delta f=f-f_0$ механической системы «игла + микрокамертон»;
(в) зонд для комбинированной STM и NC-AFM микроскопии, когда одновременно измеряются и I_t, и Δf, однако посредством системы обратной связи удерживается постоянной комбинация (I_t-I_{t0}) и Δf. Надлежащим выбором весового множителя можно непрерывным образом перейти от 100% STM к 100% NC-AFM без замены иглы.

Для исследования возможностей NC-AFM мы исследовали топографию реконструированной поверхности кремния Si(111). Все измерения выполнены на сверхвысоковакуумной установке LT UHV SPM Omicron Multiprobe S/XA (рис. 1). Для формирования поверхности Si(111)7×7 использовалась прямая инжекция тока в образец. Легко видеть, что с помощью техники NC-AFM, также как и STM, можно получать атомарное разрешение и в вертикальном, и латеральном направлениях.

Модуляционная STM техника

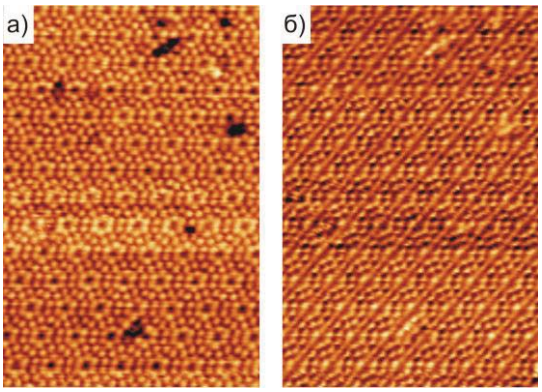


Рисунок 2. Изображение участка реконструированной поверхности Si(111)7×7. а) топография поверхности, полученная в режиме заданного тока $I_t^{(0)}$=500 пА, V_0=+1.50 В, б) дифференциальная проводимость dI/dV при $V=V_0$, полученная методом синхронного детектирования, f=3.81 кГц, амплитуда модуляции V_1=50 мВ, T=77 K

В этом методе потенциал иглы туннельного микроскопа не является постоянным: $V(t)=V_0+V_1\cos(2\pi ft)$. Частота модуляции f выбирается достаточно большой, чтобы обратная связь пьезосканера не успевала отслеживать такие «высокочастотные» изменения, и, в то же время, не превосходящей предельную частоту пропускания измерительного тракта. При этих условиях возникает возможность одновременного измерении топографии образца и его локальной проводимости (dI/dV) при $V=V_0$ (рис.2).

Исследование топографии Si/Ge наноструктур методами STM и AFM

В докладе представлен сравнительный анализ возможностей STM- и AFM-микроскопии для исследования морфологических и электрофизических свойств Ge островков на монокристаллической подложке Si(001). Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии из твердых источников на сверхвысоковакуумной установке Riber SIVA-21 и состояли из буферного слоя Si (толщиной порядка 100 нм) и осажденных островков Ge (толщиной 6.5–7.1 монослоев или 0.884–0.966 нм) при температуре подложки 540–550°C. Топография исследовалась параллельно на двух установках: на сверхвысоковакуумном комплексе Omicron (STM-измерения) и комплексе «NTEGRA Prima» NT-MDT (AFM-измерения) при атмосферном давлении. Легко видеть, что STM-микроскопия позволяет визуализировать островки в режиме заданного туннельного тока даже после извлечения образцов на воздух без дополнительной очистки.

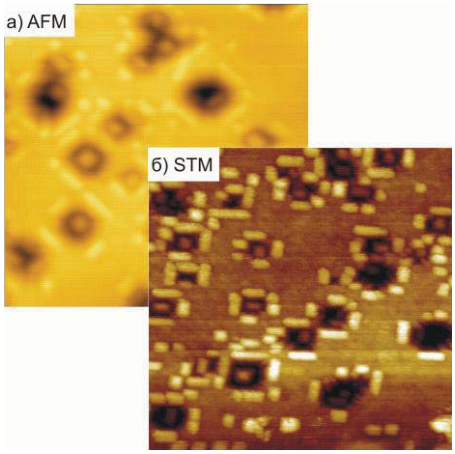


Рисунок 3. Изображение участка поверхности образца R153, представляющего собой подложку Si(001) с островками Ge, полученное (а) в полуконтактной AFM-моде при комнатной температуре и нормальном давлении и (б) в STM-моде в условиях сверхвысокого вакуума в режиме удержания постоянного тока $I_t^{(0)}$=50 пА, T=77 K, V_0=+1.00 В, область сканирования 500×500 нм^2

Работа поддержана проектом РФФИ 13-02-97084.

Формирование тонких пленок многослойного графена

А. В. Алафердов[1, 2, *], С. М. Балашов[3], M. A. Canesqui[1], S. Parada[1], Ю. А. Данилов[2], С. А. Мошкалев[1, §]

1 Center for Semiconductor Components, State University of Campinas, Campinas, Sao Paulo 13083-870, Brazil.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия.

3 Center for Information Techonology Renato Archer, Campinas, Sao Paulo 13069-901, Brazil.

*andrei.alaferdov@ccs.unicamp.br, §stanisla@ccs.unicamp.br

Продемонстрирована возможность создания модифицированным методом Ленгмюр-Блоджетт на различных типах подложек (стекло, SiO_2 или полимер) тонких пленок из пластин многослойного графена (пластины толщиной 3-20 нм), обладающих хорошими термическими и электрическими свойствами.

Введение

Наряду с одно (дву)-слойным графеном, многослойный графен (МСГ) или сверхтонкий графит с низким содержанием дефектов также представляет значительный практический интерес, обусловленный своими исключительными электрическими, термическими и оптическими свойствами [1,2]. На сегодняшний день существенной является проблема интеграции (манипуляции) отдельных графеновых листов и формирование на их основе тонких пленок и/или дискретных элементов для схем.

Материалы и методы

Для создания тонких пленок использовались суспензии МСГ (3.3 мг/мл), приготовленные методом отслаивания графита в жидкой фазе [3], или коммерческие суспензии МСГ (Nacional de Grafite Ltda, Бразилия) в N-метилперролидоне или N,N-диметилформамиде, которые относятся к классу полярных (гидрофильных) апротонных растворителей, подходящих для приготовления суспензий и их использования при создании пленок методом Ленгмюр-Блоджетт. В качестве субстрата для пленок использовались подложка диоксида кремния, стекла или полимера. Подложка SiO_2 обрабатывалась в растворе H_2SO_4 и H_2O_2 (4:1) для удаления органических загрязнений и придания подложке хороших гидрофильных свойств. Стеклянные подложки последовательно обрабатывались в ультразвуковой ванне по 15 мин. в одномолярном растворе HCl, изопропаноле и деионизованной воде.

Модифицированный метод Ленгмюр-Блоджетт может применяться при создании тонких пленок оксида графена [4]. В данном методе при помощи микрошприца суспензия МСГ 100 мкл (фаза) осторожно распределяется тонким слоем на поверхности воды (субфазы), заполняющей специальную кювету, и образует пленку из свободноплавающих на поверхности графеновых листов (рис. 1(а)). Далее при уменьшении площади поверхности субфазы за счет медленного стока воды вниз (отверстие внизу кюветы) происходит сближение МСГ пластинок с образованием все более плотной пленки (рис. 1(б)). По мере снижения уровня воды (скорость ~1 мм/мин) далее происходит нанесение сформировавшейся пленки на вертикально ориентированную подложку (рис.1(б)). Одна из стенок кюветы наклонена под углом 45° к плоскости подложки (рис.1(а)), что обеспечивает равномерное нанесение пленки на субстрат.

Рисунок 1. (а) изображение кюветы с распределенной суспензией МСГ на поверхности воды (*1* - корпус кюветы, *2* - вода, *3* – сток воды, *4* – наклонная стенка кюветы), (б) нанесение пленки МСГ на подложку SiO_2 (*5* – сформировавшаяся Ленгмюр-Блоджетт пленка, *6* - подложка)

Результаты и обсуждение

Высокое качество полученных пленок (рис. 2) было подтверждено с использованием микро-Раман-спектроскопии (рис. 3). Низкое отношение интенсивностей D и G — линий в спектре (< 0.1) говорит о наличии малого количества дефектов полученной пленки (как в случае использования коммерческой суспензии Nacional de Grafite Ltda, так и в случае суспензии МСГ, приготовленной методом отслаивания в жидкой фазе).

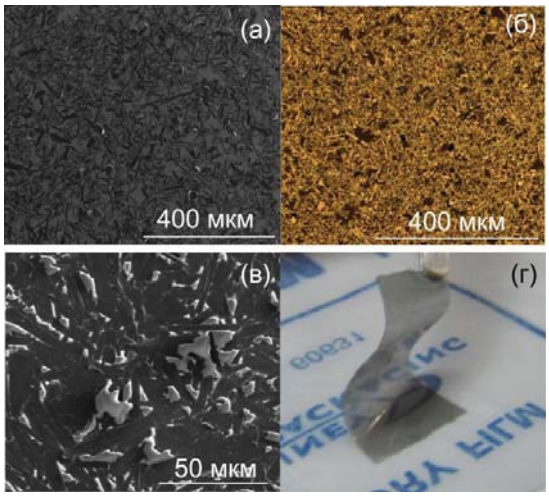


Рисунок 2. (а) РЭМ-изображение пленки МСГ на SiO_2, (б) оптическое изображение МСГ пленки на стекле, (в) РЭМ-изображение пленки МСГ на полимере - полидиметилсилоксане (ПДМС), (г) пленка МСГ на ПДМС

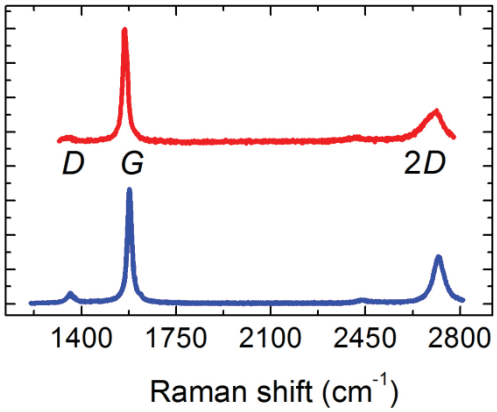


Рисунок 3. Раман-спектр пленок, полученных из коммерческой суспензии Nacional de Grafite Ltda (синяя линия) и из суспензии, приготовленной методом отслаивания в жидкой фазе (красная линия)

Согласно измерениям теплопроводности, выполненным в предыдущих работах [2,5], можно сделать вывод о хороших термических свойствах полученных пленок, основные тепловые потери в которых будут происходить в местах контакта МСГ пластин.

Толщина слоя, оцененная при помощи растрового электронного микроскопа (РЭМ), составила ~50 нм. Измерения, выполненные четырехзондовым методом, показали низкие значения сопротивления пленки, до 100 Ом/кв.

Пленки, полученные данным методом, могут применяться при создании гибких (на полимерной подложке – рис. 2г) термозащитных экранов и электродов в суперконденсаторах.

Литература

1. Y. Kopelevich, P. Esquinazi // Advanced Materials, V. 19, 4559 (2007).
2. V. A. Ermakov, A. V. Alaferdov, A. R. Vaz et al. // Nanotechnology, V. 24, 155301 (2013).
3. A. V. Alaferdov, A. Gholamipour-Shirazi, M. A. Canesqui et al. // Carbon, In press (2014).
4. L. J. Cote, F. Kim, J. Huang // Journal of the American Chemical Society, V. 131, 1043 (2009).
5. А. В. Алафердов, Р. Саву, М. А. Канески и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, В. 7, 607 (2013).

Моделирование методом молекулярной динамики собственных колебаний нанокантилеверов

А. Н. Куприянов, О. С. Трушин, И. И. Амиров*

Ярославский Филиал Физико-технологического института РАН, ул. Университетская, д. 21, Ярославль, 150007.
*ildamirov@yandex.ru

Методом МД моделирования проведено исследование динамики колебаний медного нанокантилевера (НК). Предложена новая методика определения его собственных частот. Методика основана на измерении частоты пространственных колебаний первоначально отклоненного НК. Показано, что при таком возбуждении медного НК (L=16.4, t=3.0 нм) преимущественные его колебания происходят на второй гармонике, равной 20 ГГц. Определенная на основе этих данных с использованием формулы Эйлера-Бернулли величина модуля Юнга медного НК равнялась 26.5 Гпа и была почти в четыре раза меньше его значения для объемного материала. Обнаружены биения как продольных, так и поперечных колебаний НК. Обсуждаются причины их возникновения.

Нанокантилеверы (НК) и нанопроволоки (НП) являются наноэлектромеханическими элементами наносенсоров и нанопереключателей. Резонансная частота металлических НК лежит в гигагерцовой области, и исследование динамики колебаний таких нанорезонаторов (НР) методом молекулярной динамики позволило выявить многие ее особенности. Было обнаружено возникновение биений при колебаниях наномостикового НР, показано влияние поверхностных эффектов на резонансную частоту [1–3]. Резонансная частота НП определялась из зависимости периодических изменений его потенциальной энергии во времени [2, 3]. Однако такая методика не позволяла определить пространственные колебания НР. Целью данной работы являлась разработка методики определения резонансной частоты НР, основанная на измерениях во времени его пространственных колебаний. Методика представлена на примере исследования динамики колебаний медного НК.

Методика моделирования

Моделирование проводили с помощью разработанного программного комплекса (MDEAM). В состав программного комплекса входят расчетный модуль и средства собственной разработки визуализации атомных структур с использованием графической библиотеки OpenGL. Расчет межатомного взаимодействия Cu-Cu атомов осуществлялся с использованием EAM потенциала [4]. Интегрирование уравнений движения проводилось с использованием алгоритма Leap-frog с временным шагом 10^{-15}с (NVE ансамбль). Начальная температура задавалась равной 1К. Подложка моделировалась монокристаллом меди ориентации (100) размером 20x20x5, состоящим из 4000 атомов. Атомы меди размещались в узлах ГЦК решетки в соответствии с параметрами объемного кристалла. НК с основанием 30x30 Å и высотой 164Å был установлен на неподвижном основании со сторонами 72Å (рис. 1). Максимальное число атомов составляло 22048. Резонансная частота колебаний определялась из данных периодического изменения в пространстве определенных меток M1, M2, расположенных на вершине и на половинном расстоянии от вершины грани НК (рис. 1).

Начальное отклонение балки осуществлялось путем сдвига атомов по координате X с линейным возрастанием смещения от нуля около основания балки до 3Å для атомов на вершине НК. Контроль над движением меток M1 и M2 на грани НК позволил в реальном времени наблюдать все особенности его осцилляций. Число шагов 10^6.

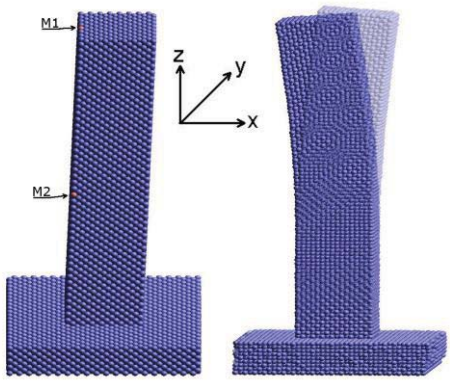


Рисунок 1. Вид нанокантилевера высотой 164 Å с отклонением 3Å. Стрелками указаны атомы, используемые в качестве маркеров

Результаты и обсуждение

Колебания меток M1 и M2 НК резонатора происходили с одинаковой частотой, равной 20.1 ГГц. Однако их колебания находились в противофазе (рис. 2). Это свидетельствовало, что колебания НК происходили на второй гармонике. Высокочастотные колебания были промодулированы с частотой, равной приблизительно 3.5 ГГц.

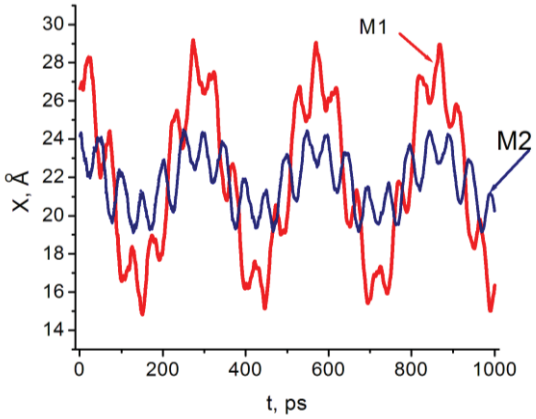


Рисунок 2. Вид колебаний меток M1и M2 по оси X во времени

Колебания по оси Y были небольшими по амплитуде (< 1 Å) и сильно зашумленными. Интенсивные по амплитуде колебания наблюдались по оси Z (рис. 3). Частота колебаний равнялась 32 ГГц. Как и в случае колебаний по оси X, они были промодулированы с частотой 3.5 ГГц. Такой характер движения НК показывает, что его колебания по осям X, Y и Z являются связанными.

Колебания НК возникают и при отсутствии его начального отклонения. Причина их возникновения – это известный эффект релаксации поверхностных слоев кристалла. Колебания потенциальной энергии системы проходили на частоте 63 ГГц, что соответствовало пространственной частоте колебаний 31.5 ГГц. Эта величина согласуется с данными, полученными с помощью пространственных меток. Амплитуда и частота продольных колебаний (по оси Z) не отклоненного и отклоненного НК были аналогичными. Только в первом случае не наблюдалось биений.

Расчет величины модуля Юнга медного НК с использованием формулы Эйлера-Бернулли дает значение 26.5 ГПа. Эта величина почти в четыре раза меньше его значения, характерного для объемного материала (100 ГПа). Такое смягчение материала при уменьшении размеров НК характерно для металлических, кристаллических нанопроволок [5]. Возникновение биений может быть обусловлено асимметрией колебаний по осям [110] и [100], которые возникают вследствие перестройки решетки [3].

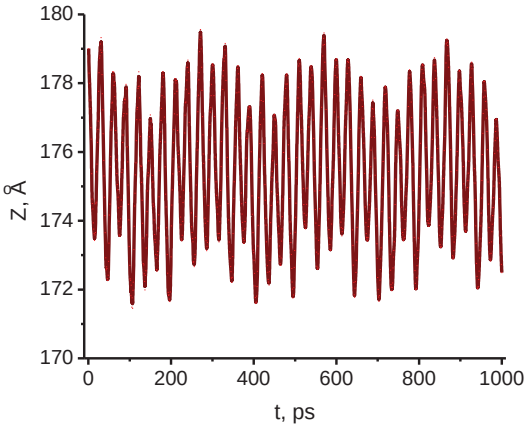


Рисунок 3. Вид колебаний метки M1 по оси Z

Таким образом, контроль за движением меток M1 и M2 НК позволил в реальном масштабе времени проследить за динамикой колебаний нанокантилевера и выявить многие ее особенности.

Литература

1. S. Y. Kim, H. S. Park // Phys. Rev. Lett. V. 101, 215502 (2008).
2. H. F. Zhan, Y. Gu // J. Appl. Phys. V. 111, 124303 (2012).
3. H. Zhan, Y. Gu, H.S. Park // Nanoscale, V. 4, 6779 (2012). O.S. Trushin, K. Kokko, P.T. Salo. Surface Science, V. 442, 420-430 (1999).
4. S. M. Foils, M. I. Baskes, M. S. Daw // Phys. Rev. B. V. 33, 7983-7990 (1986).
5. H.S. Park, W. Cai, H. D. Espinosa, H. Huang // MRS Bulletin. V. 34, 178-183(2009).

Атомная структура графена на поверхности Ni(111), интеркалированного атомами золота

С. Л. Коваленко, Б. В. Андрюшечкин*, К. Н. Ельцов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва.
*andrush@kapella.gpi.ru

После впечатляющих экспериментов манчестерской группы по изучению одиночных слоев графита, нанесенных на поверхность окиси кремния методом «скотч-технологии» [1,2], приведших к получению Нобелевской премии, перед научным сообществом встала задача (и до сих пор стоит) создания интеллигентной технологии нанесения графеновых слоев на поверхность твердого тела. В настоящее время перспективны два процесса: высокотемпературный отжиг гексагонального карбида кремния и крекинг углеводородов на поверхности ряда металлов (Ni, Ru, Re, etc.) - причем для формирования квазисвободного слоя графена (перетяжка дираковского конуса находится на уровне Ферми) для обеих систем необходима интеркаляция золота под графен [3,4]. Более того, было обнаружено, что электронная структура графена (сдвиг дираковского конуса по энергии, формирование запрещенной щели и др.) меняется при интеркаляции различными элементами (Ag, Cu, Si, Cs, etc.). Условия интеркаляции металлов под слой графена были найдены эмпирически, но при этом атомная структура интеркалята и сами механизмы внедрения чужеродных атомов под слой графена до сих пор не установлены.

В данном докладе представлены результаты изучения процессов интеркаляции золота в системе «монослой графена на поверхности Ni(111)», проведенного в условиях сверхвысокого вакуума с использованием дифракции медленных электронов (ДМЭ), электронной оже-спектроскопии (ЭОС) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). Слой графена на поверхности Ni(111) формировался путем последовательных циклов «адсорбция пропилена при 300°C/отжиг при 500°C». Осаждение золота на слой графена проводилась при 300°C, после чего вся система Au/Gr/Ni(111) отжигалась при 500°C.

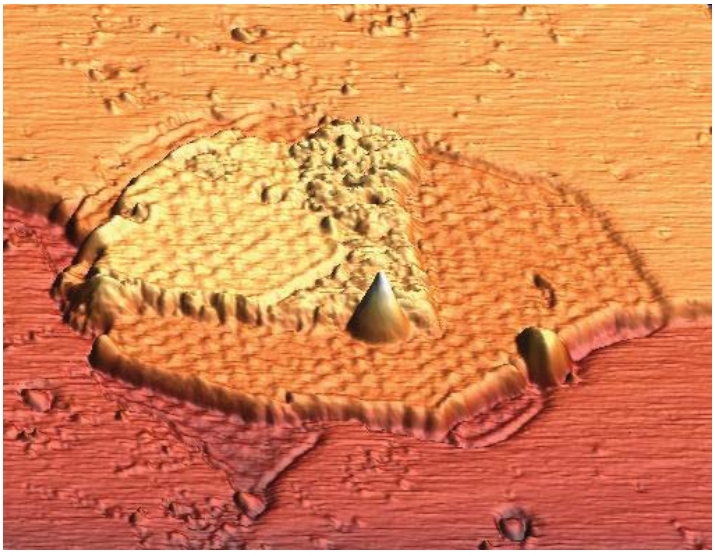


Рисунок 1. СТМ-изображение (83x83нм) поверхности Au/Gr/Ni(111) после прогрева при 500°C в течение одного часа. Отчетливо видна двумерная область с периодической структурой («лужа»), расположенная на трех террасах, и два остаточных островка золота на средней и нижней террасах

Нами установлено, что при данном способе осаждения углерода на поверхности Ni(111) формируется практически идеальный эпитаксиальный монослой графена без разворота относительно атомной решетки подложки. Это подтверждается данными СТМ, ДМЭ и ЭОС. В результате осаждения золота на Gr/Ni(111) при комнатной температуре в СТМ наблюдаются отдельные достаточно большие 3D островки. После прогрева поверхности Au/Gr/Ni(111) при 500°C картина поверхности кардинально меняется: большие островки исчезают, и на их месте возникают 2D образования («лужи»), в которых имеется остаток исходного островка золота (рис.1), причем структура «лужи» представляет собой сеть треугольных петлевых дислокаций, характерных для монослойного покрытия золотом поверхности Ni(111) [5], накрытых графеновым слоем.

Данные наблюдения однозначно говорят о проникновении золота под слой графена. Отчетливое наблюдение монослоя графена поверх остаточных 3D островков золота в СТМ-изображениях позволяет говорить не о диффузии атомов металла через слой графена, а наоборот, о диффузии атомов углерода через объем (или по поверхности) золотого островка. По мере прогрева структуры происходит увеличение площади «луж» вплоть до полного заполнения ими всей поверхности образца.

В докладе обсуждаются механизмы формирования интеркалированного слоя и его атомная структура.

Работа частично поддержана фондом BMBF (Германия), грант № 05K12OD3.

Литература

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov // Science 306 (2004) 666.
2. K. S. Novoselov, E. McCann, S. V. Morosov, V. I. Falko, M. I. Katsnelson, U. Zeitler, D. Jiang, F. Schedin, A.K. Geim // Nat. Phys. 2 (2006) 177.
3. M. N. Nair, M. Cranney, F. Vonau, D. Aubel, P. Le F`evre, A. Tejeda, F. Bertran, A. Taleb-Ibrahimi, and L. Simon // Phys. Rev. B 85 (2012) 245421.
4. A. M. Shikin, A. G. Rybkin, D. Marchenko, A. A. Rybkina, M. R. Scholz, O. Rader and A. Varykhalov // New Journal of Physics 15 (2013) 013016 (18pp).
5. J. Jacobsen, L. P. Nielsen, F. Besenbacher, I. Stensgaard, E. Lægsgaard, T. Rasmussen, K. W. Jacobsen, and J. K. Nørskov // Phys. Rev. Lett. 75, 489 1995.

Исследование эффекта локального резистивного переключения в сверхтонких слоях СДЦ методом комбинированной СТМ/АСМ

Д. А. Антонов, И. А. Антонов, О. Н. Горшков*, Д. О. Филатов, А. В. Швецов

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, 603950 Россия, Нижний Новгород, пр-т Гагарина, 23

*gorshkov@phys.unn.ru; antonov@phys.unn.ru

Методом комбинированной СТМ/АСМ исследовано влияние термического отжига в условиях сверхвысокого вакуума (СВВ) на электрофизические свойства сверхтонких пленок диоксида циркония, стабилизированного иттрием (СДЦ). Показана возможность локального обратимого резистивного переключения в пленках СДЦ толщиной 3 – 5 нм с помощью проводящего АСМ зонда. Резистивное переключение в пленках СДЦ описано на основе модели транспорта вакансий кислорода в электрическом поле.

Введение

В настоящее время исследования и разработки в области резистивных переключателей направлены на улучшение основных параметров элементов энергонезависимой резистивной памяти: понижение напряжения переключения, повышение быстродействия и степени изменения сопротивления, повышение плотности записи, увеличение количества циклов перезаписи, улучшение стабильности переключения. Считается, что ключевую роль в эффекте резистивного переключения в нестехиометрических оксидах металлов играют локальные проводящие каналы – «шнуры», формирующиеся из цепочек кислородных вакансий или ионов металлов. Отжиг в условиях сверхвысокого вакуума (СВВ) может рассматриваться как один из способов формирования таких каналов. Вместе с тем, микроскопические механизмы изменения проводящего состояния и эффекты переключения в материалах с высокой подвижностью анионов и высокой диэлектрической проницаемостью, в частности СДЦ, остаются слабо изученными.

Отличительной особенностью данной работы является использование метода комбинированной СТМ/АСМ для исследования эффектов резистивного переключения в наноразмерных слоях СДЦ. В данном методе проводящий зонд АСМ играет роль подвижного микроскопического металлического электрода в МДМ или МДП-структуре, что позволяет изучать процессы резистивного переключения в тонких плёнках диэлектрика в нанометровом масштабе размеров.

Методика эксперимента

Формирование пленок СДЦ толщиной 3 – 10 нм на подложках SiO_2/Si и Au(50 нм)/Si проводилось методом магнетронного распыления на установке Torr International Inc. 1G2-2G1 EB4 TH1. Исследования нанорельефа и электрофизических свойств структур осуществлялось методами АСМ и комбинированной СТМ/АСМ с помощью СВВ комплекса Omicron Multiprobe RM. В качестве зондов использовались p^+-Si кантилеверы с выращенными на острие алмазоподобными вискерами NSG01-DLC и алмазоподобным покрытием DCP – 20 с радиусом кривизны острия ~ 1 нм и ~ 70 нм, соответственно. Локальная модификация проводимости пленок СДЦ, отожжённых в СВВ, проводилась путем приложения разности электрических потенциалов между АСМ зондом и Si подложкой. В данном случае метод комбинированной СТМ/АСМ выступал в двоякой роли: как для модификации свойств диэлектрической плёнки, так и для диагностики ее результирующего состояния. Для оценки параметров резистивного переключения в пленках СДЦ исследовались циклические ВАХ контакта АСМ зонда к поверхности слоёв СДЦ. Также проводилось переключение сопротивления пленок СДЦ в режиме движения зонда по заданному шаблону. Задавались такие параметры воздействия, как время воздействия полем в точке, величина потенциала, прикладываемого к зонду, шаг модификации. Оценивалось минимальное время переключения при определенном значении потенциала на АСМ зонде.

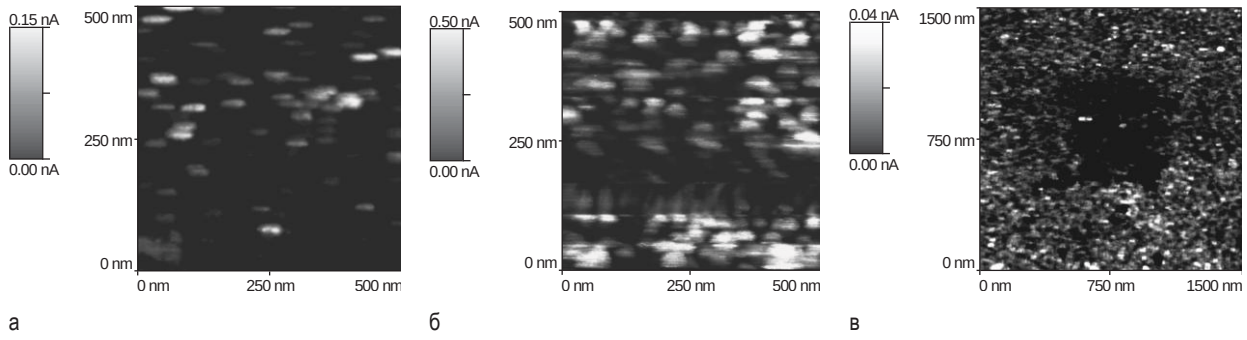


Рисунок 1. Токовые изображения поверхности участков структуры СДЦ(3 нм)/Au/Si после отжига в СВВ при 300°С (а) и 500°С (б), U_b = 6 В и модифицированного участка поверхности структуры СДЦ(3 нм)/Au/Si после отжига при 300°С путем двукратного сканирования в режиме контактной АСМ при U_b = 2 В (в).

Результаты эксперимента и обсуждение

Исходные структуры СДЦ/SiO_2/Si и СДЦ/Au/Si были туннельно не прозрачны в диапазоне прикладываемых напряжений между зондом и подложкой U_b = -10 – +10 В. Обнаружено, что отжиг слоев СДЦ толщиной 3 нм, сформированных на подложках SiO_2/Si и Au(50 нм)/Si в СВВ, приводит к формированию областей повышенной проводимости округлой формы с латеральными размерами L = 10 – 20 нм на токовых изображениях поверхности (рис. 1а). При последующих термообработках в вакууме с увеличением температуры отжига количество и размеры таких областей увеличиваются, токи утечки через диэлектрик возрастают (рис. 1б). Известно, что пленки СДЦ обладают высокой равновесной концентрацией вакансий кислорода, которая растет с повышением температуры. В случае отжига в вакууме свободный кислород может диффундировать к поверхности и покидать оксид. Наличие областей повышенной проводимости объясняется нами туннелированием электронов через такие цепочки вакансий кислорода.

Показана возможность локальной модификации электропроводности слоев СДЦ после СВВ отжига при температурах 300–500°С под действием электрического поля, прикладываемого между проводящим АСМ зондом и подложкой (рис. 1в). Установлено, что степень изменения электропроводности слоя СДЦ зависит от величины U_b и времени воздействия полем $t_{мод}$ в процессе модификации. Эффект локального изменения электропроводности имеет обратимый характер. Так, на цикличных ВАХ контакта проводящего АСМ зонда к структуре СДЦ/Au/Si (рис. 2) наблюдается ярко выраженный гистерезис биполярного типа между прямой и обратными ветвями ВАХ. Показано, что при некоторых значениях U_b и $t_{мод}$ возможно восстановление сопротивления пленки СДЦ в состояние с большим электрическим сопротивлением из состояния с меньшим сопротивлением при той же полярности U_b, при которой проходила модификация, что свидетельствует о возможности униполярного переключения. Резистивное переключение в пленках СДЦ описано на основе модели транспорта вакансий кислорода в электрическом поле. Установлена возможность локального резистивного переключения в слое СДЦ толщиной 5 нм с помощью проводящего АСМ зонда при $t_{мод}$ ~ 1 мкс и U_b =-2В.

Исследование выполнено в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

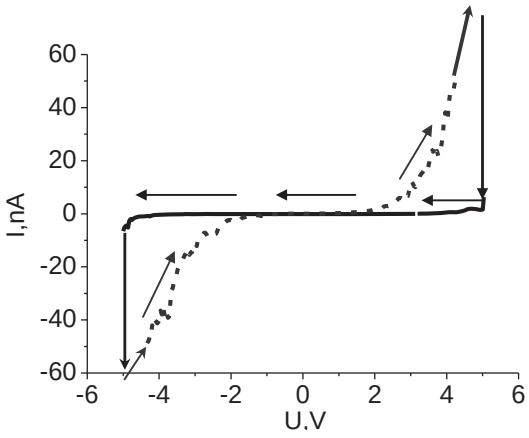


Рисунок 2. Типичная цикличная ВАХ, измеренная в отдельной точке на поверхности структуры СДЦ(3 нм)/SiO_2/Si при развёртке U_b от + 5 до - 5 В (сплошная линия) и от - 5 до + 5 В (пунктирная линия)

Электронный рост и двойникование при росте нанооостровков металлов

С. И. Божко[1,*], А. С. Ксенз [1,3], А. М. Ионов[1], Д. А. Фокин[1,2], V. Dubost[2], F. Debontridder[2], T. Cren[2], D. Rodichev[2]

1 Институт Физики Твердого Тела РАН, Черноголовка, Россия
2 Institut des Nano-Sciences de Paris UMR 7588 C.N.R.S. Université paris 6 UPMC,Paris ,France
3 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, Россия
*bozhko@issp.ac.ru

Исследовался рост островковых пленок на вицинальных поверхностях Si. Рост пленки происходит по механизму Странски-Крастанова с формированием смачивающего слоя, на котором растут нанооостровки Pb. Обнаружено, что нанооостровки имеют слоистую структуру. Толщина слоев составляет 2нм, что соответствует 7 моноатомным слоям Pb. На рис. 1 представлено изображение

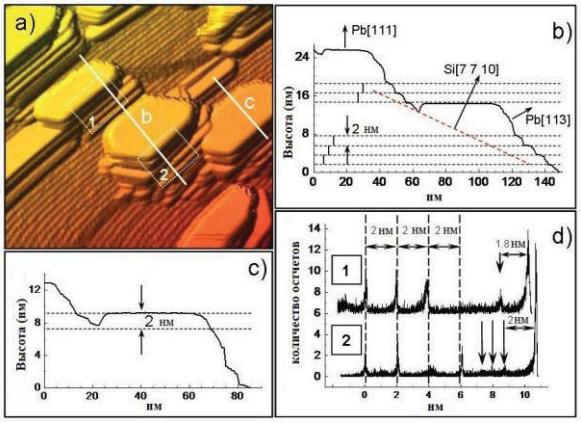


Рисунок 1. a) СТМ изображение островковой пленки Pb на поверхности Si (7 7 10); b) сечение вдоль линии b, пунктирная линия иллюстрирует положение плоскости Si(7710); c) Сечение вдоль линии c; d) гистограмма распределения высот по площади областей 1 и 2

поверхности, полученное из СТМ изображения, после вычитания плоскости, параллельной верхней поверхности островков. Видно, что островки Pb имеют слоистую структуру. Сечения, представленные на рис. 1, показывают, что в большинстве случаев толщина слоя в структуре островков составляет 2 нм (соответствует 7 монослоям свинца). Для проведения статистического анализа толщин слоев в каждой из прямоугольных областей, обозначенных на рис. 1, были построены гистограммы, представляющие собой распределение высот по площади выбранной области на СТМ изображении поверхности (для 12 различных участков нескольких СТМ изображений). Видно, что максимальной является вероятность обнаружить слой толщиной в 7 МС. Такую слоистую структуру островков можно объяснить в рамках модели электронного роста (ЭР), где рассматривается газ электронов проводимости, находящийся в двумерной квантовой яме, ширина которой равна толщине островка свинца. Для случая Pb эти расчеты впервые были выполнены в работе [1]. Для реализации механизма электронного роста необходимо формирование границы между слоями Pb. Эти границы, с одной стороны, не должны быть прозрачными для электронов проводимости, с другой стороны, выигрыш в энергии от разбиения островка на слои должен превышать энергию межслоевых границ. Одним из кандидатов на роль межслоевой границы представляется двойниковая граница. Работы, посвященные структурным исследованиям наночастиц ГЦК металлов [2], показали, что для таких частиц характерны структуры, содержащие двойниковые границы. В рамках приближения функционала плотности (ПФП) проведены расчеты энергии двойниковой границы и дефекта упаковки в кристаллах Pb.

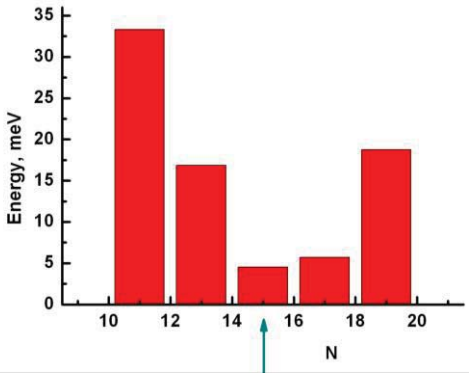


Рисунок 2. Зависимость разности $\varepsilon - \varepsilon_{tb}$ от толщины слоя Pb. N – толщина слоя Pb в монослоях, ε - энергия слоя свинца, обладающего совершенной кристаллической решеткой, ε_{tb} - энергия слоя свинца, разделенного двойниковой границей на 2 слоя равной толщины

Энергия двойниковой границы на один атом поверхности составляет 140 К, что существенно меньше температуры, при которой выращивались островки. В рамках ПФП проведены расчеты зависимости энергии ε слоя свинца от его толщины для слоев, обладающих совершенной кристаллической решеткой, и ε_{tb} для слоев, разделенных двойниковой границей на 2 слоя равной толщины. На рис. 2 представлена зависимость разности ε- ε_{tb} от толщины слоя Pb. Минимум на зависимости разности энергий (стрелка на рис. 2) наблюдается при толщине слоя, равной 15 монослоям (4 nm), что соответствует двум слоям по 2 nm каждый, разделенным двойниковой границей. Т.е. в случае слоистой структуры островков Pb положение двойниковых границ определяется наиболее энергетически выгодной толщиной слоя в 7 монослоев.

На основе полученных в ходе исследований результатов было показано, что рост островковых пленок Pb на вицинальной поверхности Si(7710) происходит по Странски-Крастанову, с формированием трехмерных нанооостровков, разбитых на слои толщиной ~2 нм (~7 МС Pb). Роль границ между слоями выполняют двойниковые границы. Образование такой слоистой структуры хорошо объясняется с позиций модели ЭР.

Литература

1. P. Czoschke, Hawoong Hong, L. Basile, and T.-C. Chiang // Phys. Rev. B 72, 075402 (2005)
2. T. Ben-David, Y. Lereah, G. Deutscher, et al. // Phys. Rev. Lett. **78**, 2585 (1997).

Замораживание вращательной степени свободы молекул C_{60} вблизи дефектов кристаллической структуры монослойных плёнок фуллерена на поверхности WO_2/W(110)

С. И. Божко[1,3,*], Е. А. Левченко[4], V. Taupin[2], M. Lebyodkin[2], C. Fressengeas[2], O. Lubben[3], K. Radican[3], В. Н. Семенов[1], I. V. Shvets[3]

1 Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Россия, 142432.

2 Laboratoire d'Etude des Microstructures et de Mécanique des Matériaux (LEM3) Université de Lorraine/CNRS, 57045 Metz Cedex 01, France.

3 Centre for Research on Adaptive Nanostructures and Nanodevices (CRANN), School of Physics, Trinity College Dublin, Dublin 2, Ireland.

4 Астраханский государственный университет, Астрахань, Россия, 414056.

*bozhko@issp.ac.ru

При помощи СТМ проведены исследования вращения молекул C_{60} в монослойной плёнке фуллерена на поверхности WO_2/W(110) вблизи дефектов кристаллической структуры плёнки. Показано, что даже при температурах выше температуры вращательного фазового перехода вблизи дисклинаций происходит замораживание вращательной степени свободы молекул C_{60}. Результаты обсуждаются с точки зрения теории кристаллических дефектов Вольтерра.

Известно, что ультратонкие монослойные плёнки C_{60} на поверхности WO_2/W(110) обладают плотноупакованной гексагональной структурой. Расстояние между центрами масс молекул составляет 1нм [1]. Образование плотноупакованной структуры плёнки обусловлено доминирующим межмолекулярным взаимодействием. Дополнительная степень свободы при формировании элементарной ячейки кристаллической решётки плёнки связана с ориентацией молекул в пространстве. В трёхмерном кристалле фуллерита наблюдаются изменения симметрии кристаллической решетки, обусловленные вращением молекул при высоких температурах (T>260K) и замораживанием вращательной степени свободы при низких. Вращательные переходы в монослойной плёнке C_{60} на поверхности WO_2/W(110) были также обнаружены в [2]. Температуры структурных вращательных переходов T_C в фуллерите и монослойной плёнке совпадают, что указывает на то, что оба эти явления, по-видимому, обусловлены межмолекулярным взаимодействием. В данной работе при помощи СТМ проводились исследования вращения молекул C_{60} в монослойной плёнке фуллерена на поверхности WO_2/W(110) вблизи дефектов кристаллической структуры плёнки.

В качестве подложки, на которой были сформированы монослойные островки C_{60}, использовалась ступенчатая сильно анизотропная поверхность WO_2/W(110). Молекулы фуллерена в пределах отдельного островка за счет процесса самоорганизации образовывали гексагональную плотноупакованную структуру. Ориентация кристаллической ГПУ решетки пленки фуллерена относительно подложки определяется ориентацией ребер ступеней на поверхности WO_2/W(110) и взаимодействием молекул с анизотропной канавчатой структурой поверхности.

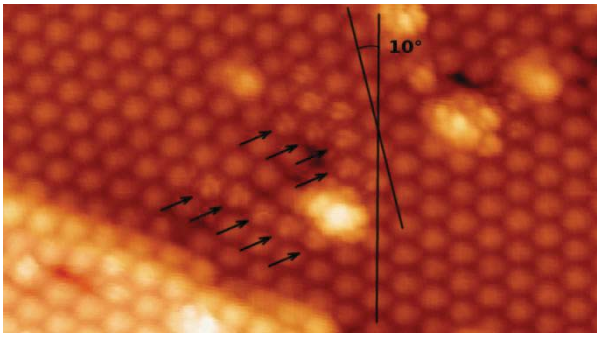


Рисунок 1. СТМ изображение дефектов монослойной плёнки фуллерена. Стрелками указаны статичные молекулы C_{60}

Экспериментально обнаружены две предпочтительных ориентации кристаллической решетки пленки фуллерена. На стыке островков с разной ориентацией кристаллической решетки пленки фуллерена образуется малоугловая межзеренная граница. Показано, что эта граница может быть представлена в виде последовательности дисклинаций. При низких температурах на СТМ изображениях проявлялась структура отдельных молекулярных орбиталей каждой молекулы C_{60}, что свидетельствовало об отсутствии вращения молекул. При высоких температурах, выше температуры вращательного фазового перехода пленки, СТМ изображения отдельных молекул C_{60} сферически симметричны, т.е. молекулы вращаются с большой угловой скоростью. На рис.1 показано, что вблизи молекулярной структурной ячейки, образованной диполем дисклинаций, часть молекул статична даже при температурах выше T_C. Замораживание вращательной степени свободы молекул является следствием действия полей упругой деформации вблизи дефектов.

Литература

1. S. A. Krasnikov, S. I. Bozhko, K. Radican, O. Lübben, B. E. Murphy, S.-R. Vadapoo, H.-C. Wu, M. Abid, V. N. Semenov, and I. V. Shvets // Nano Res. 2011, 4(2): 194–203.
2. S. I. Bozhko, S. A. Krasnikov, O. Lubben, B. Murphy, K. Radican, H. C. Wu, B. Bulfin, I. V. Shvets // Phys. Rev. B84, 195412, (2011).

Модификация фторида лития и натрия наноразмерными дефектами в области фемтосекундного филамента

Л. И. Брюквина, Е. Ф. Мартынович

Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, ул. Лермонтова, 130А, Иркутск, 664033.
baikal@ilph.irk.ru

Представлены люминесценция и поглощение центров окраски в каналах фемтосекундных филаментов кристалла LiF. Впервые показано образование F_2, F_3^+, R, N центров окраски и светорассеивающих нанодефектов в фемтосекундных филаментах кристалла NaF. Механизм образования нанодефектов в виде «ступенчатых пирамид» в LiF связан с расширением электронной плазмы в филаменте и рассеянием ударной волны на скоплениях точечных дефектов.

Введение

Известно образование центров окраски (ЦО), металлических наночастиц в монокристаллах фторидов щелочных металлов, облученных разными видами ионизирующих излучений. В научной литературе практически нет работ об образовании точечных нанодефектов, таких, как крупные агрегатные ЦО (агрегаты F центров числом три и более) и металлические наночастицы (коллоиды), в филаментах, образованных фемтосекундным лазерным излучением в кристаллах LiF и NaF.

Люминесценция и поглощение ЦО в филаментах кристалла LiF

Нами изучены шпуры (окрашенные нити) с ЦО и другими точечными структурными нарушениями в кристаллах LiF, созданные импульсным излучением фемтосекундного титан-сапфирового лазера с λ_{max}=800 нм, длительностью импульса 30 фс, частотой повторения 1 кГц, числом импульсов 120000. Излучение лазера было сфокусировано линзой с фокусным расстоянием 30 см в середину кристалла длиной 3 см. Методами оптической микроскопии и конфокальной люминесцентной спектроскопии (рис. 1а,б), атомно-силовой микроскопии (рис. 1в) показано образование агрегатных ЦО и металлических наночастиц различных размеров и других более сложных структурных дефектов в канале шпура, образованного филаментом фемтосекундного лазерного излучения. Рис.1б демонстрирует люминесценцию созданных ЦО ($\lambda_{возб.}$=470 нм). Области с коротким (~0,2 нс) временем затухания люминесценции (синие части конфокального изображения) свидетельствуют о разрушениях в канале. На рис. 1в показан один из видов регулярных наноразмерных разрушений, названных нами «ступенчатые пирамиды».

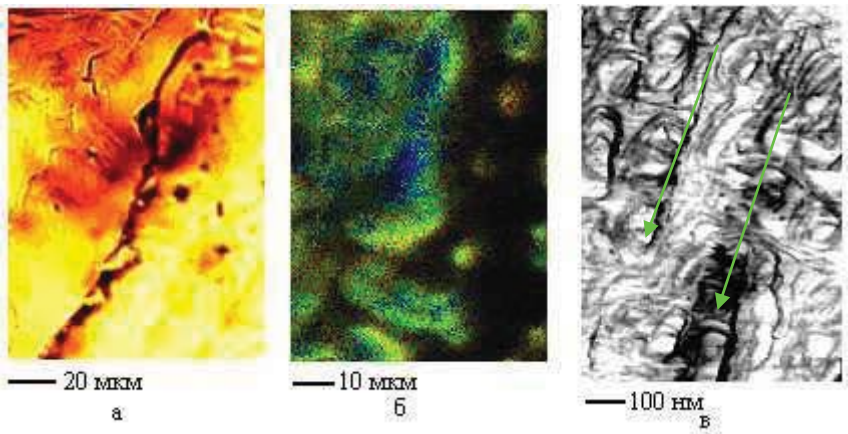


Рисунок 1. Фото изображения просвечивающего оптического микроскопа поперечного сечения шпура с ЦО (а), изображение люминесценции ЦО в шпуре (б), атомно-силовой снимок структурных нанометровых разрушений («ступенчатых пирамид») (в)

Люминесценция и поглощение ЦО в филаментах кристалла NaF

На рис. 2 представлены конфокальные изображения люминесценции поперечных сечений одиночных шпуров, наведенных фемтосекундными импульсами во фториде натрия.

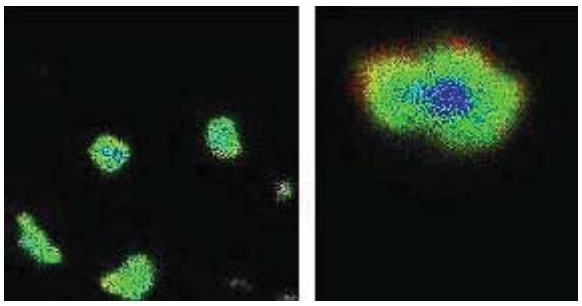


Рисунок 2. Конфокальные изображения люминесценции ЦО в поперечном сечении одиночных шпуров в NaF ($\lambda_{возб.}$=470 нм)

В центре одиночного шпура (правый снимок) создалась высокая плотность центров окраски, в том числе крупных агрегатных ЦО, таких как R (F_3) и N (F_4) центров. Интенсивность излучения F_2 (650 нм) и F_3^+ (590 нм) центров в центре шпура невысокая, поскольку оно поглощается F_4 ЦО с полосами поглощения при 575 нм (N_1) и 623 нм (N_2). В кольце вокруг центра преобладает свечение F_3^+ и F_2 центров. Измерены времена затухания люминесценции τ_1= 9,4 нс (F_2) и τ_2=4,0 нс (F_3^+). В центре шпура (синяя часть правого изображения) наблюдается короткое время затухания около 0,6 нс, соответствующее, по нашему мнению, рассеивающим свет нанодефектам. О наличии светорассеивающих нанодефектов свидетельствуют и спектры поглощения, измеренные по сечению одиночного шпура (рис. 3). В центре шпура наблюдаются F_2, F_3^+, R и N ЦО (кр. 1). В кольце вокруг центра концентрация всех центров уменьшилась (кр. 2). Для сравнения приведен спектр γ-облученного до дозы $5*10^7$ Р кристалла NaF (кр. 3). В γ-облученном кристалле полоса F_2, F_3^+ центров больше, проявляется полоса F_2^+ центров, однако нет в спектре агрегатных R и N ЦО. В спектрах фемтосекундного шпура в кристалле NaF наблюдается широкая полоса в диапазоне 350-650 нм, соответствующем наночастицам натрия [1], которая свидетельствует о наличии в шпуре светорассеивающих нанодефектов размерами от единиц до сотен нанометров. В γ-облученном кристалле этой полосы, как видно из рис. 3 (кр. 3), нет. Таким образом, даже на периферии лазерного канала фемтосекундное излучение с данными параметрами образует наряду с ЦО светорассеивающие нанодефекты. Аналогичные спектры нанодефектов наблюдаются и в LiF. Они могут соответствовать структурным разрушениям в виде «ступенчатых пирамид» (рис. 1а).

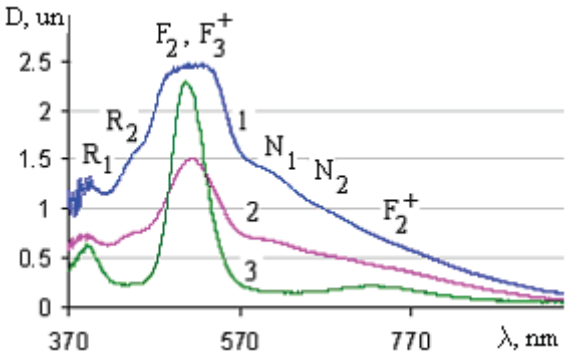


Рисунок 3. Спектры поглощения ЦО по сечению фемтосекундного шпура в NaF (кр. 1,2) и в γ-облученном NaF (кр. 3)

При возбуждении с λ_{max}= 640 нм получены спектры люминесценции в фемтосекундном шпуре и в γ-облученном кристалле. Зафиксированы одинаковые полосы свечения в обоих кристаллах. Полосы с λ_{max}= 720 нм приписываются нами люминесценции F_2^* (F_2-подобных) центров окраски. Эти ЦО присутствуют в радиационно-обработанных кристаллах NaF с примесью гидроксила и магния. В наших кристаллах имелись примеси ионов Mg^{2+} и OH^-. Таким образом, ЦО, стабилизированные примесями металл-гидроксил, имеют сходные черты после γ- и фемтосекундного облучения NaF. Разрушения, проявляющиеся на атомно-силовом снимке в виде «ступенчатых пирамид» (рис. 1в), возникают, по нашему мнению, вследствие расширения фемтосекундной плазмы в филаментах и рассеяния распространяющейся в кристалле ударной волны на скоплениях наночастиц лития, катионных примесей, пустот, образованных скоплениями катионных и анионных вакансий, атомов фтора и дислокаций [1,2]. Это подтверждается тем, что «ступенчатые пирамиды» образуются вдоль некоторых протяженных направлений в кристалле, обозначенных на рис. 1в зеленой стрелкой. Вдоль таких направлений и скапливаются нано- и микродефекты.

Литература

1. L. I. Bryukvina, E. F. Martynovich // Phys. of the Sol. St., V. 54, 2374 (2012).

2. M. Sakakura, T. Tochio, M. Eida, Y. Shimotsuma, S. Kanehira, M. Nishi., K. Miura, K. Hirao // Opt. Exp., V. 19, 17780 (2011).

Новые технологии атомно-силовой микроскопии для исследования и характеризации материалов

В. А. Быков[1,*], Д. И. Виноградов[2], А. С. Калинин[3], С. И. Леесмент[2], В. В. Поляков[2], А. Л. Рабухин[2]

1 ФГУП НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6, 124460.

2 Группа компаний НТ-МДТ, Москва, Зеленоград, корп. 317-А а/я 158,124482.

3 Кафедра микроэлектроники ФФКЭ МФТИ, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6, 124460.

Нанотехнологическое общество России, г. Москва, г. Зеленоград, корп.1504, н. п. II, 1246832.

* vbykov@ntmdt.ru

Создана новая конструкция сканирующих зондовых микроскопов с использованием многокантилеверных картриджей, позволяющая упростить работу с приборами, а создание и внедрение новых методов работы и алгоритмов обработки данных – методики HD – позволило существенно снизить требования к пользователям СЗМ, обеспечивая возможность значительно более глубокой автоматизации процессов измерения.

К настоящему времени сканирующая зондовая микроскопия вошла в состав классических методов исследования наноструктур и широко используется для качественной оценки физико-химических свойств и геометрических параметров поверхностей. Тем не менее, до сегодняшнего дня СЗМ относится к числу эксклюзивных методов, требующих как для получения данных, так и для их интерпретации специальных знаний и навыков, что сдерживает широкое распространение метода.

В зависимости от типа образцов требуется использовать различные типы зондов с различной жесткостью, покрытиями, параметрами острий. Смена зондовых датчиков также требует специальной тренировки и является сдерживающим фактором, усложняющим использование прибора. При малейшей неаккуратности возможна поломка зонда, цена которого может составлять несколько сотен долларов США. Кроме того, смена зондового датчика требует времени и не позволяет оперативно проводить измерения свойств одного и того же участка поверхности различными типами зондов. Процедура смены зондового датчика, последующего подвода и позиционирования на искомом фрагменте поверхности, прихода системы в равновесие по дрейфам может занимать более часа даже у квалифицированного пользователя.

Получение корректных результатов является отдельной и очень сложной задачей. Сама суть методов СЗМ состоит в интерпретации результатов контактного взаимодействия зонда, имеющего индивидуальную форму, жесткость, а следовательно, действующего на объект с определенным давлением. Резонансные свойства, химический состав поверхности кончика иглы, непосредственно взаимодействующего с поверхностными функциональными группами образца, его проводимость, намагниченность – все это оказывает влияние на регистрируемые контрасты. В большинстве случаев об этом даже не вспоминают, но это не значит, что всего этого не существует.

Точного решения задачи интерпретации на сегодняшний день не существует, но минимизировать ошибки возможно. Для этого к настоящему времени разработана новая технология СЗМ измерений с использованием нерезонансной осцилляционной методики, т.н. методики HD, идея которой заключается в прямой интерпретации силового взаимодействия при высокоскоростном измерении силовых кривых в процессе сканирования с представлением для пользования результатов расчетов в режиме реального времени.

Реализация методики HD потребовала разработки нового высокопроизводительного контроллера, позволяющего напрямую регистрировать весь цикл силового взаимодействия между зондом и образцом в каждой точке сканирования. Обсчет и анализ силовых кривых в режиме реального времени позво-

ляет визуализировать рельеф поверхности, в том числе, при нулевой силе взаимодействия. Одновременно с этим есть возможность измерять карты распределений механических, адгезионных и электрических свойств поверхности образца. Все это позволяет получать разностороннюю информацию о свойствах объекта исследования с высоким пространственным разрешением в рамках одного цикла измерений.

Применение методики HD позволяет компенсировать артефакты сканирования, связанные с динамикой взаимодействия зонда и образца, в значительной мере упрощает работу в жидкости, уменьшает влияние латеральных сил при работе с плохозакрепленными на поверхности подложки объектами (нанотрубки, нанопорошки), позволяет проводить длительные измерения без ручных подстроек за счет компенсации нулевого уровня силы. Все это значительно облегчает работу пользователя и позволяет эффективно получать значимые результаты.

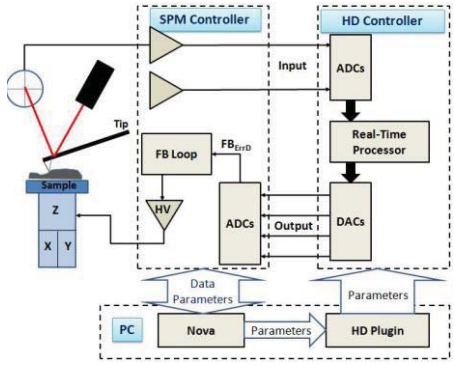


Рисунок 1. Блок-схема прибора с HD контроллером и контроллером PX СЗМ

Развитие технологий производства микромеханики позволило значительно увеличить процент выхода годных кантилеверов (практически до 100%) с повторяемостью резонансных характеристик балок в 10%, что создало предпосылки реализации идеи многозондовых картриджей для АСМ. Идея картриджей зародилась в НТ-МДТ еще в 1996 году [1], однако ее техническая реализация стала возможной только сейчас.

Картридж представляет собой многозондовый датчик контурного типа, содержащий 38 кантилеверов. Выбор действующего кантилевера осуществляется программно с оптическим контролем. Кантилеверы могут быть как однотипными, так и «цветными» с заданными типами покрытий и жесткостью. Замена картриджа осуществляется вручную и не является сложной процедурой. Для работы с картриджами созданы специальные измерительные головки, которые интегрируются в новые приборы компании.

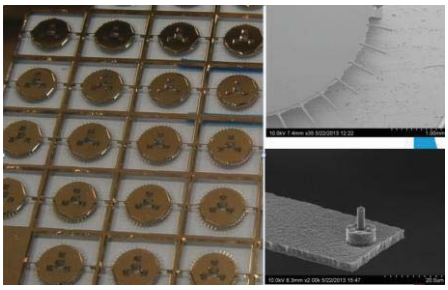


Рисунок 2. Образцы, фрагмент и кантилевер многозондового картриджа

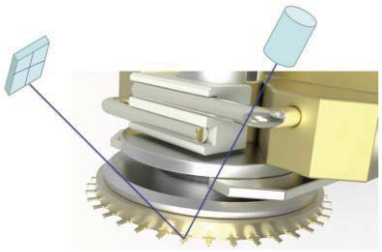


Рисунок 3. СЗМ с многозондовым картриджем сканирующего зондового микроскопа

Внедрение новой технологии существенно изменяет потребительские свойства приборов и придает им новое качество приборов широкого пользования для количественной характеризации свойств наноструктур.

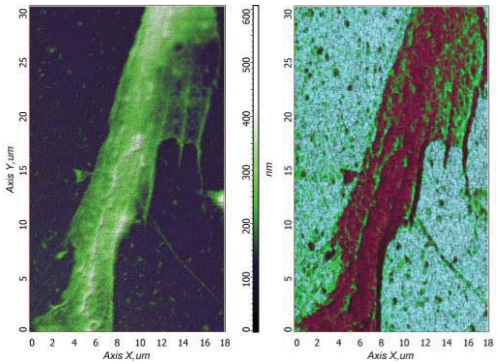


Рисунок 4. Фрагмент стволовой клетки. СЗМ изображение в методике HD, слева – рельеф, справа – модуль упругости

Литература

1. Заявка 96123099/09 от 06.12.1996, патент: «Многозондовый кантилевер для сканирующего зондового микроскопа» RU 2124251 C1; Заявка 2003116596/28 от 05.06.2003, патент: «Многозондовый датчик контурного типа для сканирующего зондового микроскопа»; патентообладатель “НТ-МДТ”.

Низкотемпературная электросиловая микроскопия мультиферроиков

А. П. Володин[1, *], Н. В. Андреев[1, 2], В. И. Чичков[2], Я. М. Муковский[2], К. Ван Хасендонк[1]

1 KU Leuven, Celestijnenlaan 200d, BE-3001 Leuven, Belgium.

2 Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", Ленинский пр., 4, 102, Москва, 119049.

*alexander.volodin@fys.kuleuven.be

Рассматриваются аспекты использования низкотемпературной электросиловой микроскопии для изучения магнитоэлектрического взаимодействия в мультиферроиках. Визуализация поверхностного распределения зарядов, индуцированных магнитным полем, продемонстрирована на примере тонкопленочного манганита-мультиферроика $YbMnO_3$. Исследованы эволюция наблюдаемых электростатических доменов в магнитных полях до 6 Т при температуре 4.2 К и их связь с кристаллической структурой пленок.

Электросиловая микроскопия (ЭСМ) является уникальным средством визуализации распределения поверхностных электрических зарядов с пространственным разрешением нанометрового диапазона. Необходимость такой визуализации очевидна при исследовании перспективных материалов с сосуществованием электрического и магнитного упорядочения – мультиферроиков [1]. Связь магнитной и электрической подсистем в мультиферроиках является определяющим свойством в плане возможности их практического использования. Магнитоэлектрическое взаимодействие может проявляться в индуцировании магнитным полем электрических зарядов на поверхности образцов мультиферроиков (МФ). ЭСМ, способная детектировать электрические поля на микроскопическом уровне, представляется эффективным средством изучения этого взаимодействия. В данной работе рассматриваются особенности конструкции ЭСМ, адаптированного для исследования МФ, и приводятся результаты его применения для изучения тонкопленочного орторомбического манганита-мультиферроика $YbMnO_3$ (o-YbMO) [2].

Низкотемпературный ЭСМ

Магнитоэлектрическое взаимодействие в подавляющем большинстве МФ может наблюдаться лишь при достаточно низких температурах. Кроме того, ожидаемый эффект весьма мал. Соответственно, ЭСМ должен обладать высокой чувствительностью, работать при низких температурах, а также в присутствии достаточно интенсивных магнитных полей.

Особенность нашего ЭСМ (рис. 1) – модульная структура, позволяющая использовать два типа расположения образца и плоскости сканирования: перпендикулярно и параллельно направлению магнитного поля. ЭСМ установлен в криостате со сверхпроводящим магнитом (до 7 Т). Высокая чувствительность прибора (~ 50 $\frac{\text{фН}}{\sqrt{\text{Гц}}}$) при температуре 4.2 К достигается за счет работы его оптоволоконного интерференционного силового датчика в вакууме. Наш ЭСМ работает в режиме частотной модуляции.

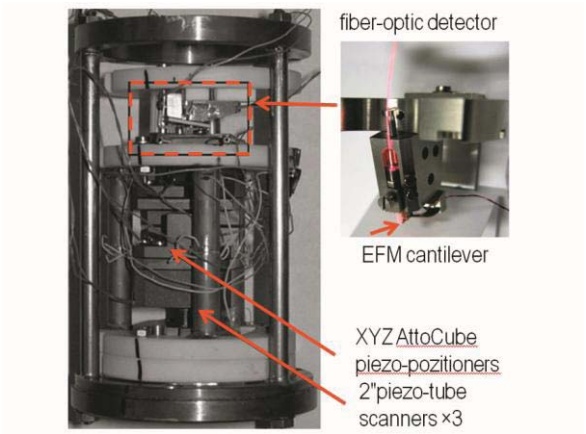


Рисунок 1. Низкотемпературный ЭСМ

Эксперименты по визуализации электрических зарядов, индуцированных магнитным полем в мультиферроике, проводились следующим образом. После охлаждения прибора с образцом до 4.2 К в отсутствии магнитного поля снималась топографическая карта поверхности, и плоскость сканирования устанавливалась ЭСМ-контроллером параллельно плоскости образца. Затем силовой датчик-кантилевер поднимался на заданную высоту

(~ 20-100 нм) и уже в режиме ЭСМ снималась электростатическая карта поверхности в заданных магнитных полях. Практическое отсутствие дрейфов при 4.2 K гарантировало сканирование (достаточно гладкой) поверхности образца на заданной высоте.

Визуальное проявление магнитоэлектрического эффекта в o-YbMO

На рис. 2 показаны примеры ЭСМ-изображений электростатической структуры поверхности пленки o-YbMO (эпитаксиально выращенной на проводящей подложке из Nb-допированного титаната стронция), полученные в магнитном поле, приложенном параллельно плоскости подложки. Цветовой контраст наглядно отображает распределение электростатических доменов на поверхности пленки. В первом приближении контрастные участки могут быть приписаны доменам с различными направлениями нормальной компоненты локального электростатического поля. При изменении внешнего магнитного поля от 0 до 6 T ЭСМ-изображения демонстрируют появление заметной доменной структуры при 4 T наряду со значительным увеличением контраста при возрастании магнитного поля. Заметного перемещения доменных стенок либо коалесценции доменов обнаружено не было. Образование доменов такого вида может являться результатом возникновения поверхностного заряда под действием электрической поляризации, порожденной магнитным полем. В [3] была продемонстрирована зависимость электрической поляризации от направления магнитного поля и текстуры пленок o-YMO. Возникновение электрической поляризации было приписано появлению циклоидальной магнитной структуры марганца в пленках o-YMO. Можно предположить, что в нашем случае пленок o-YbMO за возникновение электрической поляризации также ответственна циклоидальная магнитная структура. Образование электрических доменов с различной нормальной компонентой вектора поляризации согласуется с кристаллической структурой пленок, в которых присутствуют домены двух поперечных ориентаций. Типичные размеры кристаллических доменов, полученные на основе данных трансмиссионной микроскопии, приблизительно соответствуют характерным размерам наблюдаемых электростатических доменов.

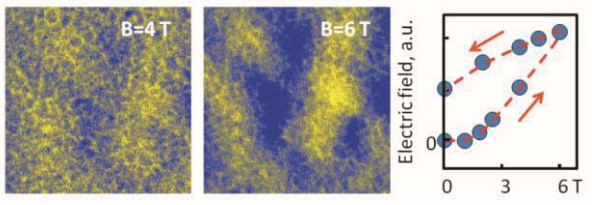


Рисунок 2. ЭСМ-изображения размером 1 × 1 мкм^2, полученные для пленки o-YbMO при температуре 4.2 K в магнитных полях 4 T и 6 T, приложенных параллельно плоскости пленки. На графике показана зависимость амплитуды электрического поля от внешнего магнитного поля для одного из доменов

Низкотемпературная электросиловая микроскопия, посредством которой удается визуализировать проявления эффектов магнитоэлектрического взаимодействия, безусловно является эффективным средством исследования мультиферроиков. Наряду с уникальным пространственным разрешением нанометрового диапазона, ЭСМ позволяет изучать многофазные мультиферроики, традиционные измерения в которых практически невозможны из-за наличия проводящих областей.

Литература

1. R. Ramesh, N. A. Spaldin. Multiferroics: progress and prospects in thin films // Nature Materials, V.6, 21 (2007).
2. N.V. Andreev, V.I. Chichkov, T.A. Sviridova, A.P. Volodin, C. Van Haesendonck and Ya.M. Mukovskii // Journal of Alloy sand Compounds, V. 586, S343 (2013).
3. I. Fina, L. Fàbrega, X. Martí et al. // Appl. Phys. Lett., V. 97, 232905 (2010).

Оценка отклика локального биозонда на основе наноканального транзистора

И. А. Девятов[1,*], И. И. Соловьев[1], В. В. Колыбасова[2], Д. Е. Преснов[1,2], П. А. Крутицкий[3], В. А. Крупенин[2]

1 НИИЯФ им. Д. В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

2 Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1.

3 Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Миусская пл., 4.

*igor-devyatov@yandex.ru

Проведена оценка отклика локального сенсора на основе полевого транзистора с каналом-нанопроводом. Данная оценка получена в рамках трехмерной модели сенсора с локализованной чувствительной частью. Исследована зависимость отклика от электрофизических параметров системы: характерного размера чувствительной части сенсора, уровня допирования канала транзистора, молярной концентрации ионов в среде электролита, расстояния заряженных частиц от поверхности сенсора.

Введение

Для оценки отклика зондов на основе транзистора с каналом-нанопроводом традиционно предлагаются простые аналитические одномерные модели, использующие ряд допущений, позволяющих значительно упростить аналитическое решение, пользуясь которым можно лишь качественно описать характеристики устройств простейшей геометрии. Для более точных расчетов используются численные методы.

Недавно был предложен принципиально новый прибор на основе транзистора с изогнутым каналом-нанопроводом – зонд для проведения локальных измерений в биологических и физических системах [1]. Сложная геометрия такого сенсора представляет значительную трудность при расчете его характеристик. Актуальной задачей является разработка трехмерной модели и аналитического подхода, позволяющего количественно оценить зависимость величины отклика сенсора от параметров системы.

Моделирование

Поиск точного решения задачи в явном виде возможен в случае, когда модель сенсора обладает топологической симметрией. В качестве такой модели был выбран полупроводниковый шар, находящийся в среде электролита. Математически задачу можно сформулировать следующим образом. Распределение потенциала вокруг шара и внутри него будет удовлетворять уравнениям Гельмгольца:

$$\left(\Delta - k_0^2\right)\tilde{u}_0\left(\vec{r}\right) = -q\delta\left(\vec{r} - \vec{r}_0\right), \quad r > R, \quad (1)$$

$$\left(\Delta - k_1^2\right)u_1\left(\vec{r}\right) = 0, \quad r < R, \quad (2)$$

с условиями сопряжения

$$\tilde{u}_0\big|_{r=R} = u_1\big|_{r=R}, \quad \varepsilon_0 \frac{\partial \tilde{u}_0}{\partial r}\bigg|_{r=R} = \varepsilon_1 \frac{\partial u_1}{\partial r}\bigg|_{r=R}, \quad (3)$$

где индекс 0 соответствует среде вокруг шара, а индекс 1 – среде внутри шара, $\vec{r}_0 = \{0,0,a\}$, a – расстояние от центра координат до пробного заряда, R – радиус шара, $k_{0,1} = \lambda^{-1}_{0,1}$ – обратные длины Дебая в соответствующих средах, $q = ze/\varepsilon\varepsilon_0$ – пробный заряд, z – зарядовое число, e – заряд электрона, ε, ε_0, ε_1 – диэлектрические проницаемости электролита, вакуума и шара, $u_{0,1}$ – потенциалы в соответствующих средах, $\vec{r}_0 = \{x,y,z\}$ – радиус-вектор. На бесконечности выполнено условие:

$$\tilde{u}_0\left(\vec{r}\right) \to 0 \text{ при } r \to \infty. \quad (4)$$

Аналитическое решение этой задачи в сферических координатах имеет вид:

$$\tilde{u}_0(r,\theta,\varphi) = \frac{q}{4\pi}\frac{e^{-k_0\sqrt{r^2+a^2-2ar\cos\theta}}}{\sqrt{r^2+a^2-2ar\cos\theta}} + \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{K_{n+\frac{1}{2}}(k_0 r)}{\sqrt{r}} P_n(\cos\theta), \; r > R, \quad (5)$$

$$u_1(r,\theta,\varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \frac{I_{n+\frac{1}{2}}(k_1 r)}{\sqrt{r}} P_n(\cos\theta), \quad r < R, \quad (6)$$

где $C(\theta,\varphi) = \cos(\theta)\cos(\theta_0) + \sin(\theta)\sin(\theta_0)\cos(\varphi-\varphi_0)$; $r = a > R$, $\theta = \theta_0$, $\varphi = \varphi_0$ – сферические координаты пробного заряда. С помощью принципа суперпозиции решение обобщается на случай произвольного числа точечных зарядов.

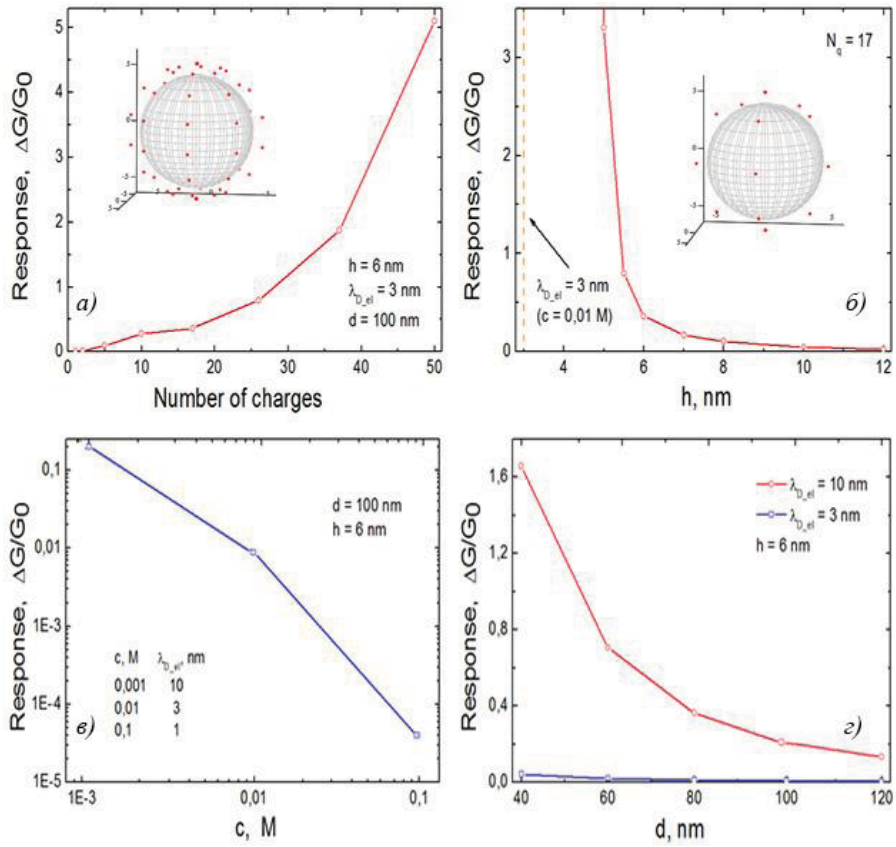


Рисунок 1. *а*) зависимость отклика от количества детектируемых единичных зарядов, расположенных вокруг шара равномерно по сферическим углам, как показано на вставке. *d* - диаметр шара, *h* - расстояние зарядов до поверхности шара, λ_{D_el} - значение дебаевской длины экранирования, молярная концентрация *c* = 0.01 М; *б*) зависимость отклика от расстояния детектируемых единичных зарядов до поверхности шара. N_q - количество зарядов; *в*) зависимость отклика на единичный детектируемый заряд в электролите от молярной концентрации ионов; *г*) зависимости отклика на единичный детектируемый заряд в электролите от диаметра шара при различных длинах экранирования Дебая в электролите

Оценку величины отклика сенсора можно получить, подставляя найденное решение в известное выражение для относительной модуляции удельной проводимости канала транзистора:

$$\frac{\Delta G}{G_0} = \frac{1}{V}\int\left(e^{-\frac{e}{k_B T}u_1} - 1\right)dV\,, \qquad (7)$$

где V – объем шара, k_B – константа Больцмана, T – температура. Зависимости, рассчитанные согласно выражениям (6), (7) для кремниевого шара, допированного до концентрации $N = 10^{15}$, представлены на рисунке 1. Из полученных данных видно, что зависимость отклика от количества зарядов близка к экспоненциальной (*а*) и остается такой при условии, что характерный размер чувствительной области сенсора оказывается меньше длины экранирования Дебая в полупроводнике. Линейный размер биологической структуры, активирующей канал, должен быть не более этой длины (*б*). Детектирование на уровне единичных зарядов в электролите возможно лишь при слабой концентрации ионов, не превышающей $c_{max} = 0.01$ М (*в*). Зависимость отклика от характерного размера чувствительной области сенсора существенна только в случае, когда расстояние детектируемого заряда до поверхности сенсора меньше длины экранирования Дебая в электролите (*г*). При этом отклик начинает заметно возрастать при уменьшении характерного размера сенсора.

Работа проводилась при поддержке грантов РФФИ № 14-07-00828, Президента РФ № МК-1841.2014.2.

Литература

1. B. Tian, T. Cohen-Karni, Q. Qing et al. // Science V. 329, 830 (2010).

Эффект магнитной близости на интерфейсе «топологический изолятор/магнитный изолятор»

С. В. Еремеев[1,2б*], В. Н. Меньшов[3], В. В. Тугушев[3,4], Е. В. Чулков[5,6]

1 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021, Томск, Россия.

2 Томский государственный университет, 634050, Томск, Россия.

3 Курчатовский институт, 123182, Москва, Россия.

4 Институт общей физики, 119991, Москва, Россия.

5 Donostia International Physics Center (DIPC), 20018 San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain.

6 Departamento de Física de Materiales and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, Facultad de Ciencias Químicas, UPV/EHU, Apdo. 1072,20080 San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain.

*eremeev@ispms.tsc.ru

Эффект магнитной близости в гетероструктурах, состоящих из слоев топологических изоляторов и магнитных материалов, лежит в основе многих возможных устройств с новой квантовой функциональностью. В рамках теории функционала плотности мы изучили эффект магнитной близости на интерфейсе «трехмерный топологический изолятор / магнитный изолятор» (TI/MI) на примере системы Bi_2Se_3/MnSe(111). Мы демонстрируем, что расщеплённое тривиальное интерфейсное состояние, вызванное интерфейсным потенциалом, возникает в непосредственной области границы контакта двух материалов. Расщеплённое топологическое дираковское состояние также возникает в системе. При этом пространственно оно смещено от плоскости границы к более глубоким атомным слоям топологического изолятора. Щель в конусе Дирака обусловлена перекрыванием топологического и тривиального интерфейсного состояний. Этот результат, также подтверждаемый аналитической моделью, является ключевым аспектом механизма эффекта магнитной близости в структурах TI/MI.

Введение

В последние годы наблюдается возрастающий интерес к исследованиям электронных систем с заданными и управляемыми свойствами, перспективных для использования в спиновой электронике. К таким системам относятся, в частности, двумерные системы с линейной дисперсией носителей (геликоидальные электронные состояния), реализующиеся на поверхности трёхмерных (3D) топологических изоляторов (ТИ). Для эффективной реализации потенциала 3D ТИ в спинтронике желательно интегрировать немагнитные 3D ТИ в гибридные гетероструктуры, содержащие слои ферромагнитных (ФМ) или антиферромагнитных (АФМ) материалов. Плёнки ФМ (АФМ) изоляторов являются одним из наиболее перспективных кандидатов для манипулирования геликоидальными электронными состояниями 3D ТИ с помощью эффекта магнитной близости. Ожидается при этом, что рассеяние геликоидальных электронных состояний на поверхностных состояниях плёнок магнитных изоляторов будет существенно ниже, чем в случае металлических магнитных плёнок. Понимание микроскопического механизма наведенной намагниченности в гетероструктурах «топологический изолятор – антиферромагнетик – ферромагнетик» является ключевым условием для успешной реализации данных гетероструктур.

В настоящей работе на основе ДФТ расчётов для системы Bi_2Se_3/MnSe мы провели исследование эффекта магнитной близости для интерфейса «топологический изолятор/антиферромагнитный изолятор».

Метод расчета

Структурная оптимизация и расчеты электронной структуры проводятся кодом VASP [1,2] с обобщенным градиентным приближением (GGA) к обменно-корреляционному потенциалу. Взаимодействие между ионами и валентными электронами описывается методом проекционных присоединенных волн. Релятивистские эффекты включая спин-орбитальное взаимодействие полностью учитываются в расчете. Для корректного описания сильно коррелированых Mn-*d* электронов используется GGA + U метод (с U = 6.0 эВ и J = 1.0 эВ). При моделировании гетероструктуры Bi_2Se_3/MnSe постоянная решетки MnSe в плоскости (111) выбирается равной параметру Bi_2Se_3, что приводит к орторомбическому искажению решётки MnSe. Важно, что данное искажение сохраняет магнитный момент Mn, равный ±4.58μB, а также антиферромагнитный порядок вдоль направления [111]. Это означает, что на интерфейсе орторомбически-деформированный MnSe обеспечивает то же самое магнитное обменное взаимодействие, что и кубический MnSe.

Исследуемая гетероструктура конструировалась из 7 QL Bi_2Se_3 и 31 атомного слоя MnSe, где ближайшим к границе слоем был слой Mn (рис. 1a). Позиции пяти атомных слоёв слева и справа от интерфейсной плоскости оптимизировались.

Результаты и обсуждение

Перераспределение зарядовой плотности на атомах приинтерфейсных атомных слоёв Bi_2Se_3 (рис. 1b) приводит к существенной модификации потенциала

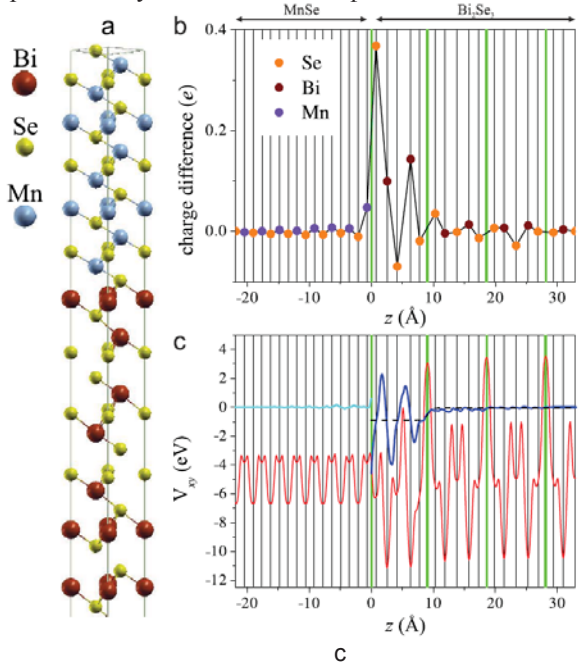


Рисунок 1. (a) кристаллическая структура интерфейса; (b) разница атомных зарядов по отношению к зарядам атомов в центральных (объёмоподобных) частях слоёв MnSe и Bi2Se3; (c) электростатический потенциал, усреднённый в плоскости xy (V_{xy} – красная линия), и его изменения относительно центральных слоёв MnSe; z = 0 соответствует плоскости границы

в топологическом изоляторе, главным образом в пределах первого QL вблизи интерфейса (рис. 1c). Данная модификация потенциала и смешивание орбиталей топологического и магнитного изоляторов на интерфейсе вызывают резкие изменения электронной структуры вблизи границы раздела. Результаты расчётов [3] указывают на наличие интерфейсного состояния, локализованного в контактном слое ТИ и медленно затухающего в глубь магнитной подсистемы. Данное металлическое спин-расщепленное состояние пересекает запрещённую энергетическую зону и лежит в локальной валентной щели в центре зоны Бриллюэна. В то же время на интерфейсе формируется топологическое состояние, имеющее щель 8.5 мэВ в конусе Дирака (рис. 2a).

Область индуцированной намагниченности в топологической подсистеме гетероструктуры ограничивается тремя атомными слоями Bi_2Se_3 (рис. 2b), и данные магнитные моменты незначительны: момент на атомах Bi (второй атомный слой) составляет 0.04μB, а на атомах Se первого и третьего слоёв ~ 0.01μB.

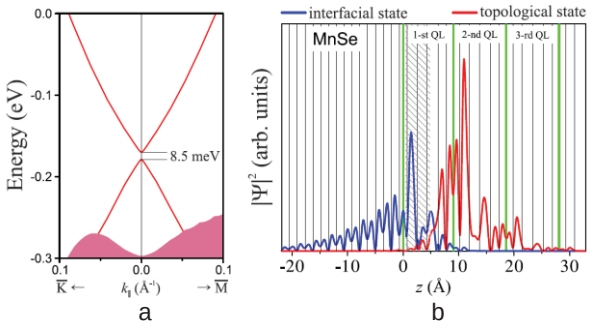


Рисунок 2. (a) спектр расщеплённого дираковского состояния; (b) пространственная локализация топологического (красная линия) и интерфейсного (синяя) состояний, заштрихованная область отмечает слои Bi_2Se_3 с индуцированной намагниченностью

Рисунок 2b показывает, что топологическое состояние покидает слои с индуцированной намагниченностью и смещается вглубь от интерфейса, демонстрируя незначительное перекрытие с магнитным интерфейсным состоянием в пределах первого QL. Последнее, таким образом, обеспечивает косвенное обменное взаимодействие между магнитной и топологической подсистемами, и топологическое состояние приобретает энергетическую щель в точке Дирака, пропорциональную перекрытию топологического и интерфейсного состояний. Результаты ДФТ расчётов согласуются с предложенной аналитической моделью [4].

Литература

1. G. Kresse, J. Hafner // Phys. Rev. B 48, 13115 (1993).
2. G. Kresse, D. Joubert // Phys. Rev. B 59, 1758 (1999).
3. S. V. Eremeev, V. N. Men'shov, V. V. Tugushev et al. // Phys. Rev. B 88, 144430 (2013).
4. V. N. Men'shov, V. V. Tugushev, S. V. Eremeev et al. // Phys. Rev. B 88, 224401 (2013).

Особенности проводимости нанопроволок InAs при гелиевых температурах в присутствии подвижного затвора

А. А. Жуков[1, *], Ch. Volk[2], A. Winden[2], H. Hardtdegen[2], Th. Schaepers[2]

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

2 Peter Gruenberg Institut (PGI-9), Forschungszentrum, JARA-Fundamentals of Future Information Technology, Juelich, 52425, Germany.
*azhukov@issp.ac.ru

При гелиевой температуре (T=4.2 K) были проведены эксперименты по измерению электронного транспорта в нанопроволоке InAs с характерным сопротивлением R~30 кОм в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа. Были проведены подробные исследования амплитуды и периода обнаруженных ранее квазипериодических осцилляций в зависимости от напряжения «сток-исток» и концентрации электронов в нанопроволоке. Было также показано влияние расстояния от острия до проволоки на проводимость электронов в верхней подзоне поперечного квантования и электронов «моря» («disordered sea»). Кроме того, был предложен новый метод определения момента заполнения новой подзоны поперечного квантования в проволоках InAs.

Введение

В последнее время существенное внимание уделяется экспериментальной работе по исследованию электронного транспорта в одно- и нульмерных структурах, таких как нанопроволоки и нанотрубки, в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа (АСМ), так называемый метод Scanning Gate Microscopy или SGM**.** Заряженное остриё АСМ позволяет локально изменять концентрацию носителей в системе, таким образом, электронный транспорт протяженного объекта длиной порядка 1мкм может быть исследован локально с разрешением порядка сотни нанометров при наличии близкорасположенного заднего затвора, экранирующего кулоновский потенциал острия.

В данной работе представлены результаты подробного исследования обнаруженных ранее [1] квазипериодических осцилляций в нанопроволоке InAs, зависимость их амплитуды и периода от напряжения «сток-исток» и концентрации носителей в системе. Также представлены результаты исследования влияния на электронный транспорт расстояния от острия АСМ до исследуемого объекта. Кроме того, представлен новый метод определения момента заполнения следующей подзоны поперечного квантования в нанопроволоке InAs.

Методика эксперимента

В работе использовались проволоки InAs, выращенные при помощи металл-органической газофазной эпитаксии (metal-organic vapor-phase epitaxy). Диаметр проволок составлял 100 нм, длина – несколько микрон. Проволоки помещались на подложку из допированного кремния, покрытого оксидом толщиной 100 нм. Подложка служила в качестве заднего затвора. Контакты к проволоке были изготовлены из Ti/Au методом термического напыления. Маски для напыления изготавливались при помощи стандартной электронной литографии. Расстояние между контактами на исследуемом образце составляло 2.6 мкм, см. рисунок 1a**.**

Все измерения проводились при температуре 4.2 К в присутствии газообразного гелия в качестве теплообменного газа. В эксперименте использовался АСМ собственного изготовления. Транспортные измерения проводились по двухточечной схеме с использованием усилителя Lock-In**.** К контактам проволоки в случае линейного режима измерения прикладывался ток I = 1 нА и мерилось напряжение. Острие АСМ находилось над поверхностью образца на расстоянии 300 нм в случае стандартных измерений и 220 нм для случая «острия, расположенного близко».

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рисунках 1c)-1h) приведены экспериментальные результаты измерения методом SGM при напряжении на острии V_t = 0 В и напряжениях на заднем затворе V_{BG} = 8.98, 9.14, 9.50, 9.62, 9.94 и 10.40 В. Малиновыми и синими треугольниками отмечены провалы в проводимости, соответствующие двух- и тре-

хволновому состоянию, т.е. состоянию с двумя и тремя провалами или полуволнами, в проводимости. Следует отметить, что двух- и трехволновые состояния сосуществуют при $V_{BG} \sim 9.5$ В, см. рисунок 1b. При $V_{BG} \sim 10.40$ В ожидаемое число провалов должно быть 4, однако наблюдаемое их число равно 8 (см. рисунок 1i). Т.е. фактически происходит удвоение волнового вектора.

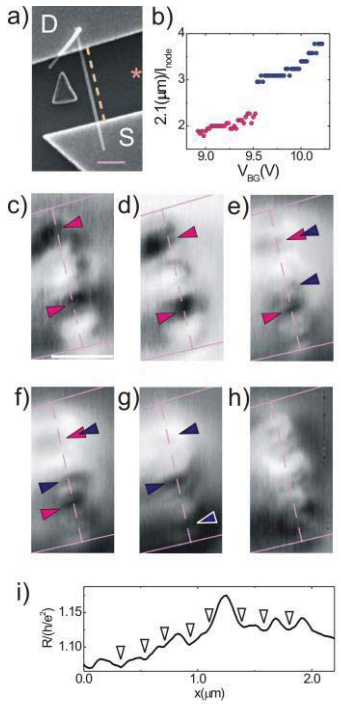


Рисунок 1. a) Изображение исследуемого образца, полученное в электронном микроскопе, b) зависимость периода осцилляций от напряжения на заднем затворе, c)-h) экспериментальные данные SGM для разных напряжений на заднем затворе, см. текст, i) профиль рисунка h) по проволоке, треугольниками отмечено 8 провалов в проводимости. Длина горизонтального светлого прямоугольника 1 мкм

Следует отметить, что кинетическая энергия электронов в верхней подзоне много меньше k_BT даже для четырехволнового состояния. В состоянии с 8 провалами в проводимости расстояние между провалами составляет ~ 250 нм и кулоновская энергия взаимодействия расположенных на таком расстоянии двух электронов оказывается порядка k_BT.

Было выяснено, что состояние с двумя провалами устойчиво к приложенному напряжению «сток-исток», амплитуда провалов начинает уменьшаться только при eV_{SD}=1.6 мЭв >> k_BT.

Если остриё АСМ расположено ближе к проволоке, высота острия над поверхностью образца составляет 220 нм, то удаётся локально воздействовать не только на проводимость электронов в верхней подзоне поперечного квантования, но и проводящих электронов, принадлежащих «disordered sea».

Наличие барьеров вблизи контактов «металл-полупроводник» приводит к тому, что первый электрон в новой подзоне оказывается заблокированным. Квадрат его волновой функции можно измерить по зависимости от V_{BG} соответствующего провала в проводимости [2], см. рисунок 2b. На данном рисунке отчетливо видно заполнение 3 подзон поперечного квантования, отмеченных I, II и III, в диапазоне напряжений на заднем затворе $0 < V_{BG} < 12$ В.

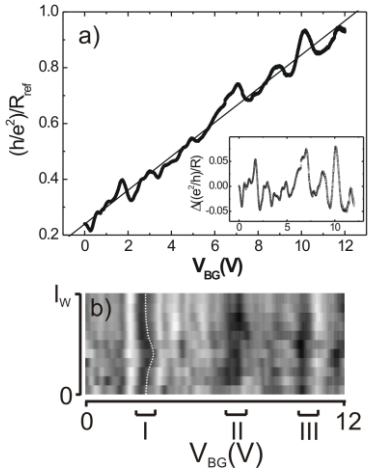


Рисунок 2. a) Зависимость сопротивления образца от напряжения на заднем затворе, b) величина $1/R_{ref}$ - 1/R(x). Заполнение трех подзон отмечено I, II и III

Заключение

Было показано сосуществование двух- и трехволновых состояний. Было выяснено, что даже двухволновое состояние достаточно устойчиво к напряжению $eV_{SD} >> k_BT$ при T = 4.2 К. Продемонстрирована возможность локального влияния на проводимость электронов, принадлежащих как верхней подзоне поперечного квантования, так и «морю». Предложен новый способ определения момента заполнения новой подзоны в проволоках InAs.

Эта работа была выполнена в рамках программ РАН, фонда РФФИ, а также программы поддержки ведущих научных школ.

Литература

1. A. A. Zhukov, Ch. Volk, A. Winden et al. // JETP Lett., V. 96, 109 (2012).
2. A. A. Zhukov and G. Finkelstein // JETP Lett., V. 89, 112 (2009).

Динамическое поведение вакансий в молекулярном массиве C_{60}

А. В. Зотов[1,2,3,*], Д. А. Олянич[1,2], Т. В. Утас[1], В. Г. Котляр[1,2], А. А. Саранин[1,2]

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041.

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950.

3 Кафедра электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, ул. Гоголя, д. 41, Владивосток, 690600.

*zotov@iacp.dvo.ru

Исследована динамика вакансий, создаваемых с помощью манипуляций иглой сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) в плотноупакованном массиве фуллеренов на поверхности (Au,In)/Si(111)√3×√3. Данные наблюдений методом СТМ сопоставлялись с результатами численного моделирования. Установлено, что скорость миграции вакансий различна в массивах с различной ориентацией, определены диффузионные барьеры миграции вакансий в массиве, обнаружено, что двойные вакансии намного подвижнее одинарных.

В работе [1] мы показали, что, минимизируя электрические эффекты и используя чисто механическое воздействие иглы сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) на фуллерен (то есть за счет только сил межатомного взаимодействия), можно удалять выбранные фуллерены из молекулярного массива (создавать вакансии) и передвигать соседние фуллерены в образовавшиеся вакансии (перемещать вакансии). С помощью этих манипуляций можно управляемо формировать различные конструкции из вакансий внутри массива фуллеренов. В качестве примера на рисунке 1 представлена конструкция, в которой шесть вакансий расположены в вершинах шестиугольника и еще одна в его центре.

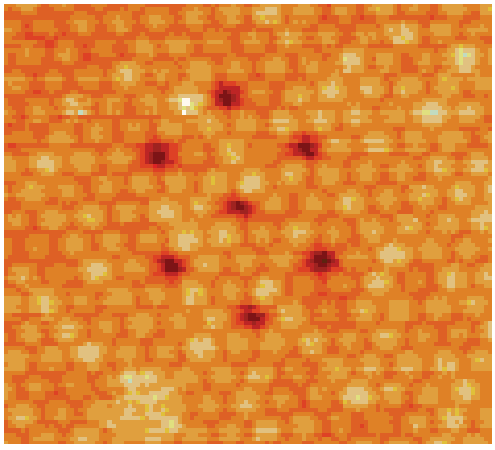


Рисунок 1. СТМ изображение массива фуллеренов с конструкцией из семи вакансий, сформированной с помощью манипуляций фуллеренами иглой СТМ в «0^o-массиве»

Целью настоящей работы было определить пределы стабильности конструкций из вакансий в молекулярном массиве фуллеренов. Для этого было исследовано динамическое поведение одиночных и двойных вакансий в массивах фуллеренов при различных температурах.

В данной работе в качестве подложки использовали высоко упорядоченную гомогенную поверхность Au/Si(111)√3×√3, модифицированную адсорбцией атомов In [2]. При осаждении на нее фуллерены формируют плотноупакованные молекулярные массивы с двумя типами ориентации. Массивы, в которых ряды фуллеренов ориентированы вдоль основных кристаллографических направлений поверхности Si(111) («0^o-массивы»), модулированы из-за того, что фуллерены в них занимают различные адсорбционные состояния [3, 4]. В массивах другого типа («$19{,}1^o$-массивах») ряды фуллеренов образуют угол $19{,}1^o$ с основными кристаллографическими направлениями. Эти «$19{,}1^o$-массивы» однородные и термически более стабильные, чем «0^o-массивы».

В экспериментах в сформированных на поверхности молекулярных массивах удалялись отдельные фуллерены и динамика поведения образовавшихся вакансий фиксировалась на СТМ видео в течение продолжительного времени (как правило, в течение нескольких часов) при поддержании образца при заданной постоянной температуре. Полученный ряд СТМ изображений использовался для статистической обработки траектории миграции (рисунок 2) и частоты диффузионных скачков вакансии.

Было установлено, что хотя условия формирования вакансий и их манипулирование с помощью иглы СТМ в массивах обоих типов аналогичные, подвижность вакансий в них сильно различается. Вакансии, сформированные внутри «0°-массивов», остаются неподвижными при температурах, когда вакансии, сформированные внутри «19,1°-массивов», демонстрируют достаточно высокую подвижность. Экспериментально определенный из температурной зависимости частоты скачков барьер для диффузии вакансии в «19,1°-массиве» составляет величину порядка 1,4 эВ.

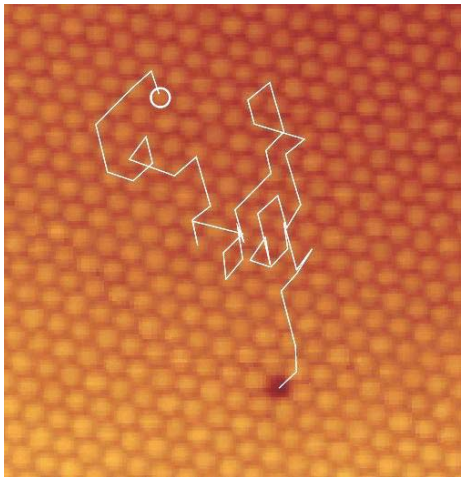


Рисунок 2. Траектория миграции (белая ломаная линия) вакансии, сформированной в точке, отмеченной кружком в «19,1°-массиве»

Двойные вакансии оказываются значительно более подвижными, чем одиночные. На «19,1°-массивах» они сохраняют свою подвижность даже при комнатной температуре, когда одиночные вакансии абсолютно неподвижны. Впрочем, на «0°-массивах» двойные вакансии неподвижны в той же мере, что и одиночные даже при нагреве образца.

Кроме экспериментальных наблюдений мы проводили также численное моделирование миграции вакансии в свободном двумерном массиве фуллеренов, для чего использовали потенциал парного взаимодействия двух фуллеренов, рассчитанный в работе [4]. Моделирование позволило нам оценить диффузионные барьеры, которые вакансия преодолевает в ходе миграции. Величины для одиночной и двойной вакансий составили примерно 0,9 и 0,65 эВ, соответственно. Уменьшение барьера для двойной вакансии объясняет ее повышенную подвижность, фиксируемую в эксперименте. Заметим, что величина барьера ~0,9 эВ была рассчитана для миграции одиночной вакансии в свободном массиве (без учета влияния подложки). В реальности же миграция фуллеренов идет по поверхности (Au,In)/Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$, где барьер диффузии для мигрирующего фуллерена составляет ~0,4 эВ [5]. Сумма этих двух барьеров хорошо согласуется с величиной ~1,4 эВ, определенной в эксперименте для диффузии одиночной вакансии в «19,1°-массиве».

Литература

1. D. A. Olyanich, V. G. Kotlyar, T. V. Utas et al. // Nanotechnology, V. 24, 055302 (2013).
2. D. V. Gruznev, I. N. Filippov, D. A. Olyanich et al. // Physical Review B, V. 73, 115335 (2006).
3. A. V. Matetskiy, D. V. Gruznev, A. V. Zotov et al. // Physical Review B, V. 83, 195421 (2011).
4. D. V. Gruznev, A. V. Matetskiy, L.V. Bondarenko et al. // Nature Communications, V. 4, 1679 (2013).
5. A. V. Matetskiy, L. V. Bondarenko, D. V. Gruznev et al. // Surface Science, V. 616, 44 (2013).

Синтез и исследование МУНТ, покрытых рениевыми наночастицами

Б. С. Каверин[1, *], К. В. Кремлев[1, §], А. М. Объедков[1], Н. М. Семенов[1], С. А. Гусев[2], Д. А. Татарский[2]

1 Институт металлоорганической химии РАН, ул. Тропинина, д. 49, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*kaverin@iomc.ras.ru, §kkremlev@mail.ru

Впервые методом металло-органической газофазной эпитаксии (MOCVD) получен гибридный материал МУНТ/Re. Образцы гибридных материалов исследованы с использованием различных физико-химических методов анализа. Установлены морфологические особенности и закономерности образования наночастиц рения на поверхности МУНТ.

Введение

Металлические наночастицы находят все более широкое применение в различных областях науки, техники и производства. Известно, что наночастицы рения используются для создания каталитических систем, высокотемпературных сплавов и самоочищающихся контактов. Однако, например, в случае создания каталитической системы, необходимо размещать такие наночастицы на инертном носителе, имеющем высокую удельную поверхность. Осаждение наночастиц рения на поверхности многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) позволит получить новый гибридный материал, имеющий потенциальное применение в указанных направлениях.

Получение гибридных материалов

Исходные МУНТ получены методом MOCVD на установке, разработанной в лаборатории НССХ ИМХ РАН. В данной установке температура пиролиза прекурсоров (ферроцена и толуола) – 800°C. Температура печи испарителя ферроцена – 90°C. Скорость потока аргона – 450 sccm.

Осаждение наночастиц Re на поверхность МУНТ проводили в запаянных вакуумированных ампулах, в которые предварительно загружали исходные МУНТ и прекурсор декакарбонилдирений $Re_2(CO)_{10}$ в массовом соотношении 1:1, 1:2, 1:3, 1:4, 1:5 и 1:6 соответственно. Осаждение проводилось при температуре 420°C.

Исследование образцов гибридных материалов

Образцы МУНТ/Re гибридных материалов были исследованы с помощью электронной растровой и просвечивающей микроскопии. На рисунке 1 представлена ПЭМ микрофотография полученного материала. Установлено, что размер наночастиц рения зависит от начального соотношения прекурсоров. Так, наибольший размер частиц рения составил ~120 нм при соотношении прекурсоров МУНТ и $Re_2(CO)_{10}$ 1:6. Если же рассматривать образец с минимальной взятой концентрацией ($Re_2(CO)_{10}$ и МУНТ 1:1), то размер наночастиц Re составил от нескольких нанометров до ~30 нм.

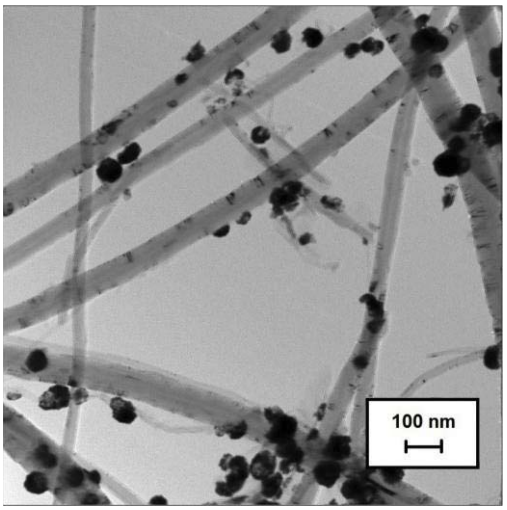


Рисунок 1. ПЭМ микрофотография МУНТ/Re гибридного материала

Вообще говоря, распределение наночастиц рения по размерам имеет бимодальный характер (рисунок 2). На всех образцах встречаются как крупные частицы (от 30 до 100 нм), так и относительно небольшие (от 4 нм до 10 нм).

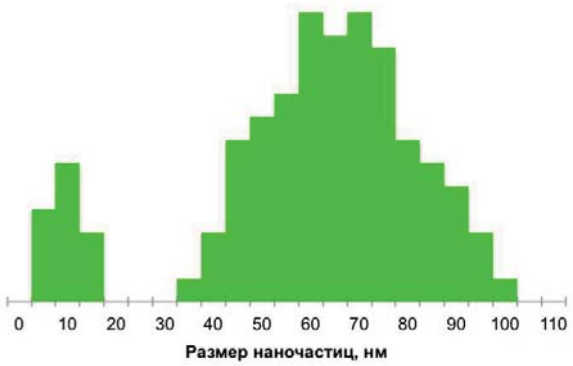


Рисунок 2. Распределение наночастиц Re по размерам

На рисунке 3 представлена микрофотография гибридного материала, полученная на просвечивающем электронном микроскопе высокого разрешения. Видно слоистую структуру самой углеродной нанотрубки. Однако мелкие наночастицы рения не обладают четкой огранкой и имеют форму капли.

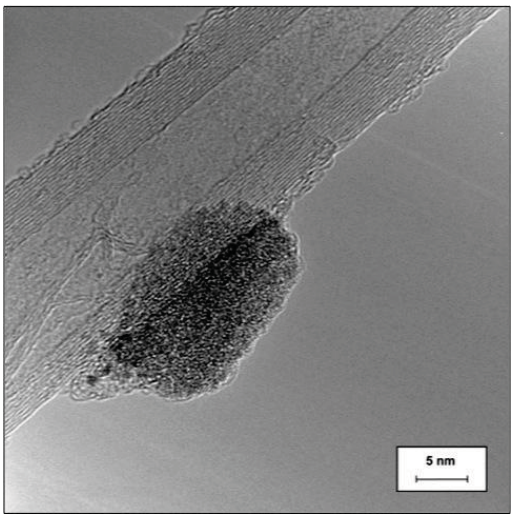


Рисунок 3. ПЭМВР микрофотография МУНТ с нанесенной на ее поверхность наночастицей Re

Крупные наночастицы рения осаждаются на поверхности МУНТ в виде кристаллитов, имеющих форму гексагональной бипирамиды и гексагональной призмы. На рисунке 4 приведена РЭМ микрофотография образца МУНТ/Re, демонстрирующая данное утверждение. Это обстоятельство подтверждается тем фактом, что рений имеет гексагональную симметрию кристаллической решетки.

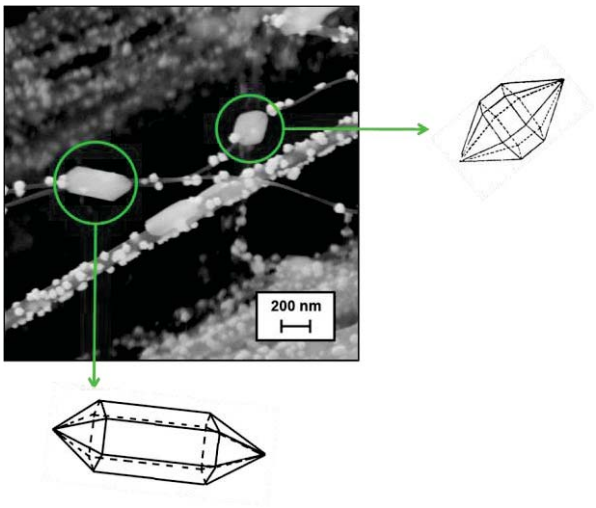


Рисунок 4. РЭМ микрофотография МУНТ, покрытых наночастицами Re, имеющими форму гексагональных призм и гексагональных бипирамид

Заключение

Впервые с использованием MOCVD-технологии получен и исследован с помощью РЭМ и ПЭМ гибридный материал МУНТ/Re. Установлено, что разброс наночастиц Re на поверхности МУНТ по размерам имеет бимодальный характер (от 4 нм до 10 нм и от 30 до 100 нм). Установлено, что кристаллизация наночастиц рения на поверхности МУНТ происходит с образованием гексагональных призм и гексагональных бипирамид.

Адсорбция единичных атомов Co на поверхность Ge(111) и формирование смешанного Co/Ge подповерхностного слоя

Д. А. Музыченко[1,*], K. Schouteden[2], В. И. Панов[1], C. Van Haesendonck[2]

1 Физический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия.

2 Laboratory of Solid-State Physics and Magnetism, Department of Physics and Astronomy, KULeuven, BE-3001 Leuven, Belgium.
*mda@spmlab.ru

В докладе представлены результаты детального исследования начальной стадии адсорбции единичных атомов Co на реконструированную поверхность Ge(111)2×1 с помощью сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии (СТМ/СТС) в сочетании с методами моделирования в рамках теории функционала плотности (ТФП). Ключевой особенностью данного исследования является экспериментальное наблюдение как неразрушающей имплантации единичных атомов Co в подповерхностные слои Ge(111), так и одновременное формирование подповерхностных металлических наноструктур пониженной размерности. В рамках ТФП предложена модель, описывающая адсорбцию атомов Co на поверхность Ge(111)2×1 и его последующую имплантацию в подповерхностные слои Ge.

Введение

Тенденция постоянной миниатюризации устройств наноэлектроники неизбежно ведет к устройствам нанометрового масштаба и, в конечном итоге, неминуемо перейдет в субнанометровый диапазон, где в роли активных элементов будут выступать единичные атомы или единичные молекулы. Быстрый прогресс в области нанотехнологий уже привел к появлению новых классов устройств, в которых квантовая природа носителей заряда влияет на свойства электронного устройства и его производительность. В последние годы также наблюдается значительный всплеск интереса к так называемым «0-», «1-» и «2-мерным» электронным структурам как с фундаментальной, так и с практической точки зрения благодаря их уникальным электронным, магнитным и оптическим свойствам.

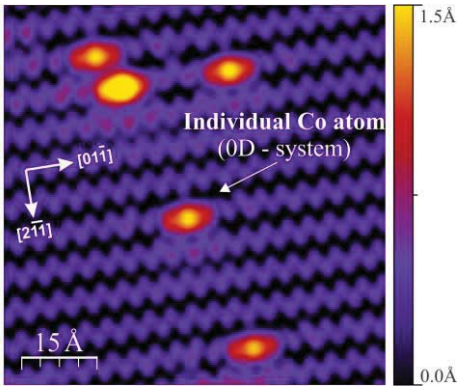


Рисунок 1. Топографическое СТМ изображение 5 атомов Co, имплантированных в подповерхностные слои Ge(111)2×1 (V_t = +0.8V, I_t = 200 pA)

Возрастающий интерес к Ge объясняется потребностями современной наноэлектроники в перспективном полупроводнике, способном в будущем заменить традиционный для этой области индустрии Si. В частности, очень высокая подвижность электронов и дырок в Ge подложке делает этот полупроводник идеальным для использования его в ультравысокочастотных электронных устройствах.

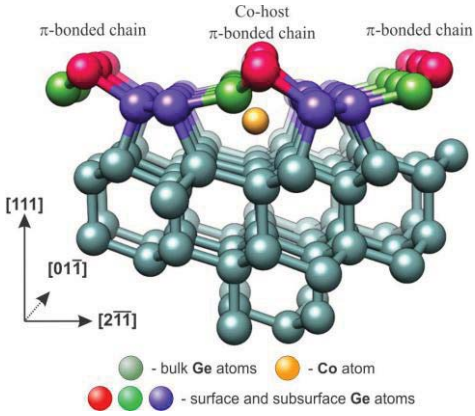


Рисунок 2. Рассчитанная квазистабильная кристаллическая структура поверхности Ge(111)2×1, содержащая единичный имплантированный атом Co (жёлтый), расположенный между 3-м и 4-м атомными слоями внутри большого 7-атомного кольца Ge

Формирование квантовых наноструктур на поверхности Ge

Экспериментально с помощью сверхвысоковакуумного низкотемпературного СТМ/СТС (работающего

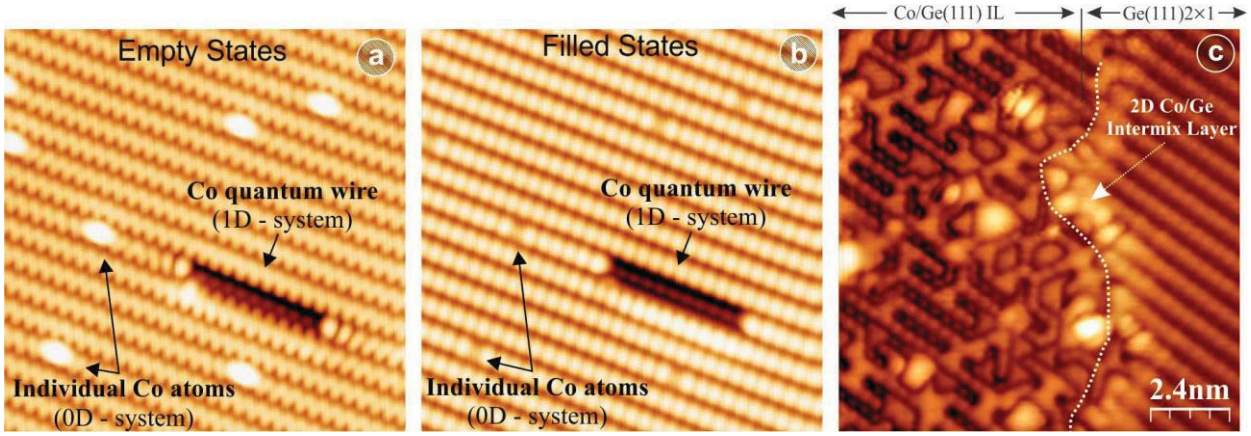


Рисунок 3. Топографические СТМ изображения поверхности Ge(111)2×1 после нанесения на нее 0.03 монослоя Co. Стрелками на изображениях указаны характерные дефекты различной пространственной размерности: (a,b) квантовые точки (0-мерная структура); (a,b) квантовая нить (1-мерная структура); (c) область поверхностной реконструкции, состоящей из Co/Ge «смешанного слоя» (2D-структуры)

при базовом давлении 10^{-11} мбар и температуре 4.5 К) было изучено формирование металлических квантовых систем атомных масштабов с различной пространственной размерностью («0-», «1-» и «2-мерные»), образующихся вследствие адсорбции на поверхности Ge(111)2×1 [1] единичных атомов Co и их ограниченной миграции вдоль направления π-связанных атомных рядов [01-1]. Формирование металлических наноструктур проводилось на свежесколотой поверхности Ge(111)2×1 с *p*-типом объемной проводимости ($N_{Ga} = 2*10^{16}$ см$^{-3}$) методом электронно-лучевого напыления субмоноатомных слоев (0.03 – 0.01 монослоя) Co в условиях сверхвысокого вакуума. В ходе исследований было установлено, что образующиеся в результате напыления на поверхность Ge(111)2×1 структуры можно условно разделить на 3 группы: (1) единичные атомы Co (0D-структуры, содержащие один атом Co, см. рис. 1); (2) квантовые нити (1D-структуры, содержащие последовательную цепочку атомов Co, локализованных в пределах одного π-связанного ряда, см. рис. 3a и 3b); (3) двумерные островки поверхностной реконструкции, состоящей из Co/Ge «смешанного слоя» (2D-структуры, см. рис. 3c).

Единичные атомы Co проявляются на топографических СТМ изображениях (в незаполненных электронных состояниях) в виде ярких особенностей атомного размера, локализованных исключительно на верхних π-связанных атомных рядах поверхностной реконструкции (2×1) [2]. Основываясь на численном моделировании в рамках ТФП, мы показали, что атом Co не остается на поверхности Ge, а проникает в его подповерхностные слои и занимает там квазистационарное положение внутри большого 7-атомного кольца Ge между 3-м и 4-м атомными слоями, строго под верхним π-связанным атомным рядом (см. рис. 2) [2]. Несмотря на низкую температуру поверхности Ge(111) (T ≈ 77 K) в ходе напыления атомов Co было показано, что значительная часть атомов Co (до 87%) уходит на формирование 2D Co/Ge «смешанного слоя» (рис. 3c). Оставшиеся 13% атомов Co проявляются в виде изолированных атомов Co, Co-кластеров или 1D-квантовых нитей. Впервые экспериментально было показано, что имплантированные атомы Co сохраняют подповерхностную подвижность даже при низких температурах порядка 77 K [3] и могут мигрировать исключительно вдоль направления π-связанных атомных рядов [01-1]. Была выдвинута гипотеза, что формирование структур типа 1D-квантовой нити и 2D Co/Ge «смешанного слоя» происходит вследствие подповерхностной миграции атомов Co и с последовательным их аккумулированием вблизи кристаллических поверхностных/подповерхностных дефектов, таких как атомные ступеньки, вакансии или примесные атомы. Предложенная гипотеза хорошо согласуется с теоретическими расчетами в рамках ТФП для подобных структур [3].

Литература

1. K. C. Pandey // Physical Review Letters, V. 47, 1913 (1981).
2. D.A. Muzychenko, K. Schouteden et al. // Physical Review B, V. 85, 125412 (2012).
3. D.A. Muzychenko, K. Schouteden, V.I. Panov et al. // Nanotech., V. 23(43), 435605 (2012).

Изучение J-агрегатов карбоцианиновых красителей методами атомно-силовой и сканирующей ближнепольной оптической микроскопии

М. Г. Петрова[1, *], В. В. Прохоров[2, §], А. В. Багдинов[1], Н. Н. Ковалева[1], Е. И. Демихов[1]

1 Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., д. 53, Москва, 119991.

2 Институт физической химии и электрохимии им. А. Н. Фрумкина РАН, Ленинский пр., д. 33, Москва, 119071.

*mariya.petrova@phystech.edu, §vprokh@gmail.com

В работе методами атомно-силовой (АСМ) и сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) изучена топография отдельных ленточных J-агрегатов амфифильного красителя 3,3'-бис(2-сульфопропил)-5,5',6,6'-тетрахлор-1,1'-диоктилбензимидакарбоцианина (АЦК). Впервые получены СБОМ изображения в геометрии на пропускание отдельных комплексов АЦК агрегатов, осажденных на подложку. В результате проведенных прямых прецизионных измерений уточнена морфологическая структура J-агрегатов.

Введение

Некоторые цианиновые красители в растворе могут образовать агрегаты с интенсивной узкой полосой поглощения (J-полоса) [1,2]. Точные модели упаковок молекул красителей в молекулярно-кристаллических ячейках и прямые прецизионные измерения кристаллографических параметров структур J-агрегатов практически отсутствуют. Различными методами для некоторых карбоцианиновых красителей наблюдали несколько морфологически различных структур: двумерные молекулярные листы, закрученные ленты и их агрегаты, а также трубки [3].

В данной работе методами атомно-силовой (АСМ) и сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) была изучена топография и локальные оптические свойства отдельных ленточных J-агрегатов амфифильного красителя 3,3'-бис(2-сульфопропил)-5,5',6,6'-тетрахлор-1,1'-диоктилбензимидакарбоцианина (АЦК), схема которого изображена на рисунке 1.

Методика эксперимента

Для приготовления образцов сначала получали раствор красителя в метаноле с концентрацией 5 мг/мл. Для агрегации исходный раствор разбавляли дистиллированной водой в пропорции 1:15. Затем агрегаты осаждались на подложку, в качестве которой нами использовалась свежесколотая поверхность слюды и покровное стекло. Избыток раствора сдувался потоком очищенного газообразного азота.

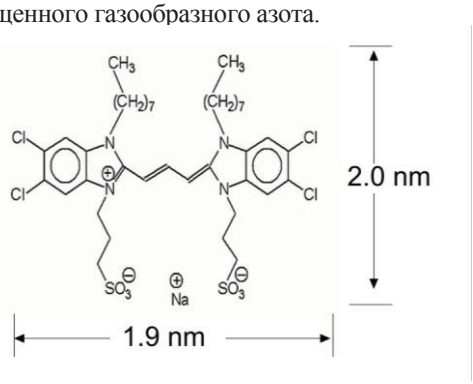


Рисунок 1. Химическая структура J-агрегатов амфифильного красителя АЦК

АСМ измерения проводили на приборе Smart-SPM (AIST-NT, Зеленоград, Россия) в полуконтактной методике. Для АСМ измерений высокого разрешения использовали ультраострые кантилеверы фирмы Nanotuning (Россия). СБОМ изображения были получены в геометрии на пропускание с помощью прибора Alpha300 S (WITec, Германия). Данный прибор позволяет получать одновременно АСМ и СБОМ изображения объекта, для чего в качестве зондов были использованы кремниевые кантилеверы с полой алюминиевой пирамидой с апертурой не более 100 нм.

Результаты

Проведенные нами измерения методом АСМ указывают на неоднородность профилей структур

АЦК агрегатов: на поверхности наблюдались узкие протяженные лентообразные структуры высотой в диапазоне от 3 до 25 нм. Известно, что J-агрегаты красителя АЦК, адсорбированные на поверхности, могут иметь трубчатую структуру или представлять собой стопки уложенных друг на друга «элементарных» полосок [3]. Толщина трубки составляет 7-8 нм, а ширина элементарной полоски 4 нм и ее высота 3 нм [3, 4]. В нашем случае диапазон высот объектов лежал в пределах от 3 до 9 нм. Минимальная измеренная высота 3 нм согласуется с толщиной одной «элементарной» полоски, что исключает из рассмотрения модель трубчатой структуры J-агрегатов данного красителя. Наблюдались также и более крупные ленты, состоящие из линейных субструктур, что указывает на то, что данные агрегаты состоят из узких полосок, рисунок 2. Ширина полосок 5 нм близка к ширине «элементарной» полоски, измеренной в работе [3].

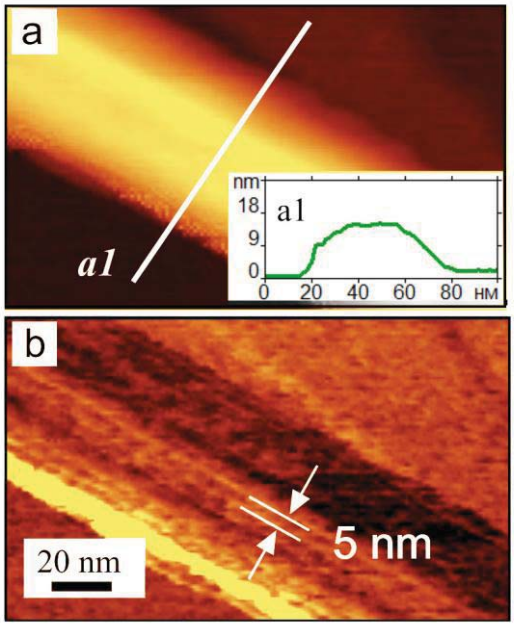


Рисунок 2. АСМ изображения крупных J-агрегатов АЦК, (a); топография, (b). Размер скана 160*100 нм^2 (a1). Распределение высоты вдоль белой полосы a1 на (a)

В данной работе впервые были получены СБОМ изображения в геометрии на пропускание отдельных комплексов АЦК агрегатов, осажденных на подложку, рисунок 3. Это, в свою очередь, предоставляет уникальную возможность регистрации объектов J-агрегатов (и их структуры), обладающих характерной полосой в спектре поглощения, в режиме СБОМ моды в комбинации с АСМ модой.

На следующем этапе предполагается провести измерение спектров фотолюминесценции в конфокальном режиме (с пространственным разрешением не меньше 300 нм) на квазиодномерных структурах J-агрегатов карбоцианиновых красителей в комбинации с регистрацией топографии в моде АСМ, что позволит получить усредненные локальные спектральные характеристики J-агрегатов.

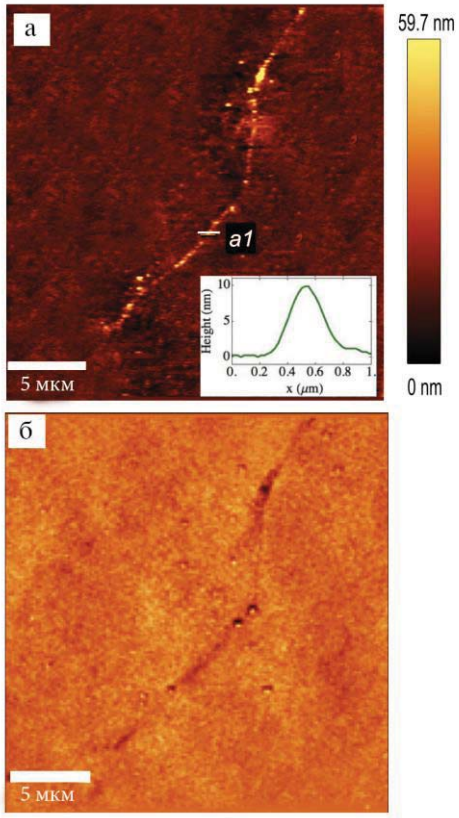


Рисунок 3. АСМ и распределение высот вдоль полосы a1 (а) и СБОМ изображение (б) J-агрегата АЦК. Размер скана 25*25 мкм

Литература

1. G. Scheibe // Angewandte Chemie, V. 49, 563 (1936).
2. E. E. Jelley // Nature, V. 138, 1009 (1936).
3. H. von Berlepsch, S. Kirstein, R. Hania, A. Pugžlys, C. Bottcher // Journal of Physical Chemistry B, V. 111, 1701 (2007).
4. V. V. Prokhorov, S. I. Pozin, D. A. Lypenko, O. M. Perelygina, E. I. Mal'tsev, A. V. Vannikov // Chemical Physics Letters, V. 535, 94 (2012).

Электродинамика и квазистатика ближнепольного микроволнового микроскопа

А. Н. Резник *, М. А. Галин §

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород, ГСП-105.
* reznik@ipmras.ru, § galin@ipmras.ru

В рамках электродинамической (ЭД) и квазистатической (КС) теорий исследован импеданс $Z = R + iX$ зонда ближнепольного (БП) микроволнового микроскопа, взаимодействующего с плоскоструктурированным объектом. Установлено, что в случае зондирования слабопоглощающего или резонирующего объектов при расчете Z необходимо учитывать излучаемые зондом волновые поля. Игнорирование этих полей в квазистатике ведет к значительному отличию результатов, полученных в рамках ЭД и КС теорий. Обнаружен эффект дальнодействия, заключающийся в более медленном изменении сопротивления R с расстоянием зонд – объект, чем реактанс X.

Введение

Ближнепольная (БП) микроскопия позволяет получать информацию об объектах с пространственным разрешением, намного превышающим рабочую длину волны λ. Основной элемент БП микроскопа (БПМ) – зонд с размером апертуры $D << \lambda$, который определяет разрешающую способность устройства. Одно из главных направлений исследований по БП микроскопии в последние годы — разработка методов получения количественной информации об исследуемом объекте. При этом обычно используется та или иная физическая модель, которая описывает взаимодействие зонда БПМ с объектом. Существующие аналитические модели БПМ чаще всего ограничиваются квазистатическим (КС) анализом, мотивированным условием

$$p = (2\pi/\lambda)\left|\sqrt{\varepsilon}\right| D << 1, \qquad (1)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость объекта. Вместе с тем, в работе [1] построено существенно более сложное электродинамическое (ЭД) решение.

Цель работы — продемонстрировать принципиальные различия результатов КС и ЭД расчетов информативных параметров БПМ в ситуациях, когда условие (1) выполнено, что служит основанием для применения ЭД теории в БП диагностике.

Слабопоглощающий объект

В [1] разработана ЭД теория, согласно которой чувствительным элементом БПМ служит антенна, расположенная на некоторой высоте h над поверхностью плоскослоистой среды с произвольным профилем диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z) = \varepsilon'(z) - i\varepsilon''(z)$. Теория [1] позволяет вычислить ЭД импеданс антенны $Z_E = R_E + iX_E$. В данной работе мы построили КС теорию для импеданса $Z_Q = R_Q + iX_Q$, что сделало возможным сопоставить ЭД и КС решения при идентичных параметрах зонда и исследуемого объекта.

ЭД сопротивление антенны складывается из волновой и квазистатической компонент: $R_E = R_W + R_Q$. Сопротивление R_W игнорируется КС теорией. Т.к. $R_Q \sim \varepsilon''$, то при достаточно малых ε″ получим $R_W > R_Q$ (R_W не зависит от ε″ при $\varepsilon'' << \varepsilon'$). Эта ситуация не регулируется соотношением (1), поэтому с уменьшением ε″ исследуемой среды все более заметные различия между R_E и R_Q будут наблюдаться в КС области $p << 1$ (рис. 1). Таким образом, условие (1) не достаточно для применения КС приближения к расчету сопротивления. В отношении реактанса ситуация иная. Поскольку $X_Q \sim \varepsilon' \neq 0$ при $\varepsilon'' \to 0$, то при условии (1) получаем $X_E \approx X_Q$ без каких-либо дополнительных ограничений.

Резонансный объект

КС приближение имеет ограниченную применимость при зондировании резонирующего объекта. Пусть образец – это трехслойная структура: тонкая полупроводниковая пленка, диэлектрическая подложка и металлическое основание (рис. 2, вставка). Приняты следующие значения параметров в диапазоне волн $\lambda \sim 10$ см: $\varepsilon_1 = 10 - i\cdot 60$, $\varepsilon_2 = 10 - i\cdot 0.03$, $\varepsilon_3 = -i\cdot 3.5\cdot 10^8$, $d_1/\lambda = 10^{-6}$, $D/\lambda = 0.02$, $h/\lambda = 5\cdot 10^{-4}$. Рисунок 2 демонстрирует качественные отличия зависимостей $R_E(d_2/\lambda)$ и $R_Q(d_2/\lambda)$. Функция $R_E(d_2/\lambda)$ имеет резонансные пики, которые связаны с возбуждением различных мод резонатора, образованного диэлектрическим слоем, расположенным между частично прозрачной полупроводниковой пленкой и отражающим металлическим основанием. Резонансные моды формируются волновыми

полями, запертыми внутри диэлектрического слоя. Волновые поля игнорируются КС теорией, но учитываются в рамках ЭД описания, поэтому резонансы наблюдаются только для функций $R_E(d_2/\lambda)$, но отсутствуют в $R_Q(d_2/\lambda)$.

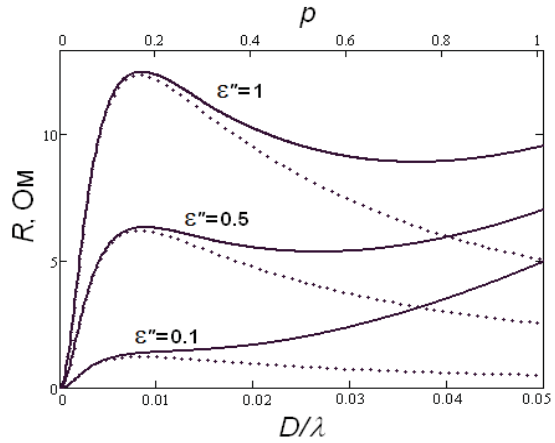


Рисунок 1. Сопротивление зонда, расположенного над поверхностью однородного образца с $\varepsilon = 10 - i\varepsilon''$, как функция параметров D/λ, p при $h/\lambda = 1.5\cdot10^{-3}$. Сплошные кривые — ЭД теория, точечные — КС теория

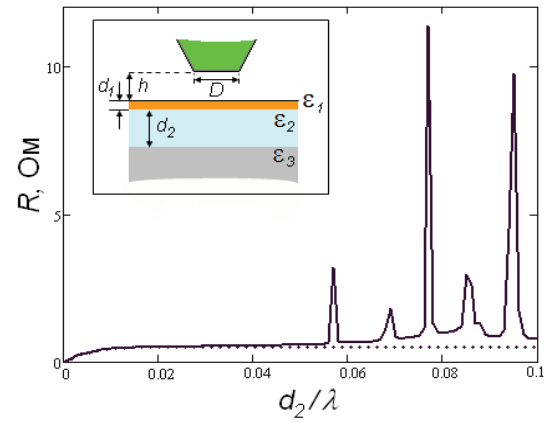


Рисунок 2. Сопротивление БПМ при зондировании резонансной структуры «полупроводник – диэлектрик – металл», в зависимости от толщины слоя диэлектрика. Сплошные кривые — ЭД теория, точечные — КС теория

Дальнодействие БПМ

В ближней зоне апертуры зонда слабое волновое поле убывает медленнее, чем сильное квазистатическое. Можно ожидать, что при $R_W > R_Q$ функция $R_E(h)$ имеет существенно больший характерный масштаб, нежели $X_E(h)$. Исследуем дальнодействие БПМ на примере зондирования однородного образца. На рис. 3 показаны сопротивление и реактанс $r(h/\lambda)$, $x(h/\lambda)$, нормированные так, что $r(0) = x(0) = 1$, $r(\infty) = x(\infty) = 0$. Расчеты выполнены в рамках КС и ЭД теорий при $D/\lambda = 0.02$ и при различных значениях ε'' ($\varepsilon' = 10$). Согласно данным рис. 3, глубина зоны чувствительности БПМ характеризуется ближним h_x и дальним h_r масштабами, определяющими соответственно скорость изменения реактанса и сопротивления с увеличением расстояния зонд – объект. Как указано выше, при $\varepsilon'' << \varepsilon'$ возможна ситуация $R_W >> R_Q$, поэтому с уменьшением ε'' масштаб h_r увеличивается вплоть до $h_r >> h_x$. С ростом ε'' соотношение между R_W и R_Q меняется в пользу R_Q, в результате чего $h_r \to h_x$. Указанный эффект дальнодействия описывается только ЭД теорией. В рамках КС теории h_r и h_x совпадают независимо от значения ε'', что видно из рис. 3.

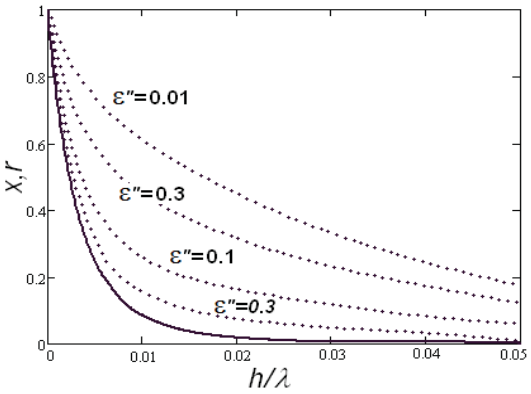


Рисунок 3. Нормированные реактанс x и сопротивление r зонда в зависимости от расстояния зонд – образец. Сплошная кривая — функции $x_Q(h/\lambda)$, $x_E(h/\lambda)$, $r_Q(h/\lambda)$ (все кривые совпадают независимо от значения ε''). Точечные кривые — функция $r_E(h/\lambda)$

Заключение

Мы показали, что принятый в электродинамике критерий применимости КС приближения (1) не достаточен в БП микроскопии. В частности, при зондировании слабопоглощающего либо резонансного объектов результаты ЭД и КС расчетов могут значительно отличаться, даже если условие (1) выполнено. Рассмотренные эффекты связаны с излучением волновых полей. Их необходимо учитывать при исследовании дальнодействия БПМ, что может быть сделано только в рамках ЭД теории.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 13-02-97077.

Литература

1. A.N. Reznik, N.V. Yurasova // J. Appl. Phys., V. 98, 114701 (2005).

Визуализация протекания электрического тока в проводящих структурах с применением техники магнито-силовой микроскопии

И. А. Руднев*, М. А. Осипов§, А. И. Подливаев, С. В. Покровский, А. О. Баскаков

Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.
*iarudnev@mephi.ru, §max.vfk@gmail.com

Представлена методика определения пространственного распределения плотности тока в микро- и наносистемах, основанная на измерении магнитных полей токов с использованием магнито-силового микроскопа и последующего применения процедуры вычисления пространственного распределения плотности тока путем инверсии уравнения Био–Савара–Лапласа. Методика протестирована на специально изготовленных структурах различной формы с шириной токопроводящего пути порядка 1 мкм (кольцо, меандр). Результаты анализа полученных результатов показывают возможность визуализации токовых путей с разрешением лучше, чем 50 нм.

Введение

На современном этапе развития нанотехнологий все более значимыми становятся средства измерений различных физических величин в микро- и наноструктурах. В частности, интерес представляет определение пространственного распределения плотности электрического тока. Такие измерения необходимы, например, при исследовании процессов электромиграции, эрозии и последующего разрушения токовых каналов при больших плотностях тока, определении дефектов токовых путей и т.п. В силу сложности проведения непосредственного контактного измерения распределения плотности тока в таких системах, производится измерение локального распределения магнитного поля вблизи поверхности образца, после чего решается обратная задача Био-Савара-Лапласа. Среди различных методик локального измерения магнитного поля наилучшим разрешением обладает магнито-силовая микроскопия (МСМ). Несмотря на продемонстрированную в ряде работ потенциальную возможность измерения локальных токовых путей с помощью МСМ, в литературе отсутствуют результаты измерения пространственного распределения плотности тока в системах с характерными размерами порядка микрона. В настоящей работе представлены впервые полученные результаты восстановления распределения тока в микрометровом диапазоне на примере исследования в проводящих металлических структурах: меандре и кольце.

Методика эксперимента и расчета

Измерения проводятся в два этапа. На первом этапе в отсутствие тока через образец измеряется топография поверхности в полуконтактном режиме. На втором этапе через образец пропускается ток и в колебательном режиме измеряется сдвиг фазы колебаний кантилевера, который обусловлен взаимодействием ферромагнитной иглы с магнитным полем тока. Анализ сдвига фазы колебаний кантилевера, на основе решения обратной задачи Био–Савара–Лапласа, позволяет рассчитать распределения плотности тока в исследуемом образце. Подробности расчета представлены в [1].

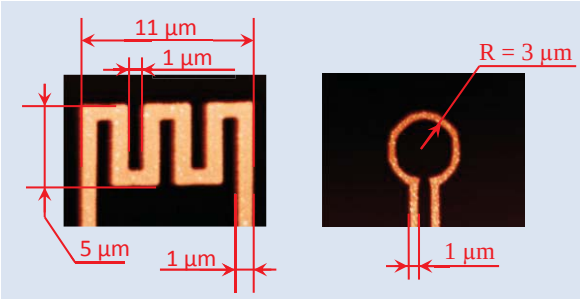


Рисунок 1. АСМ изображения исследуемых структур – меандра и кольца соответственно

Экспериментальные результаты

В качестве исследуемого образца в данной работе были выбраны токопроводящие структуры, изготовленные из золота толщиной 200±10 нм с под-

слоем титана (~10 нм) на подложке из кремния с удельным сопротивлением 10 Ом•см, покрытого слоем PECVD-SiO_2 толщиной 300 нм. Структуры были сформированы в виде токопроводящего меандра и кольца. Изображения структур, полученные при помощи атомно-силового микроскопа, представлены на рисунке 1. Измерения проводились на атомно-силовом микроскопе NTEGRA, модифицированном для проведения токовых исследований. Скорость измерения была выбрана 0.1 Гц (10 секунд/линию). Применялся коммерчески доступный магнитный кантилевер MFMR-50 с Co-покрытием. Радиус закругления кончика кантилевера порядка 50 нм. Кантилевер имеет резонансную частоту колебаний 66 кГц.

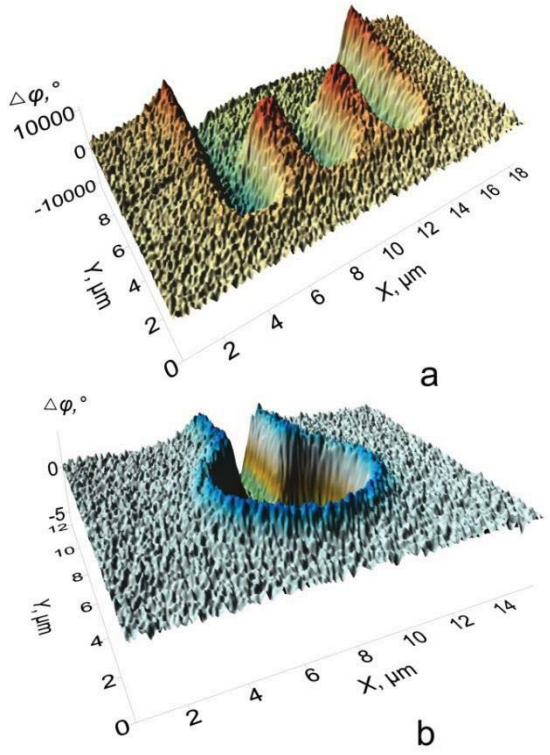


Рисунок 2. Картина сигнала фазы для меандра (a) и кольца (b) соответственно. Получена при вычитании из сигнала фазы от структуры с протекающим по ней током 5 мА сигнала фазы, измеренного без тока

Эксперимент проводился в соответствии с описанной выше методикой. Измерения сдвига фазы проводились на высоте 150 нм. На рис. 2 приведена разница сигналов сдвига фазы при протекании тока 5 мА через структуру и фонового значения. Распределение плотности тока, протекающего через структуры, представлено на рис. 3.

Заключение

В итоге, в работе представлено новое направление применения магнито-силовой микроскопии – визуализация распределения тока в микроструктурах. Для меандра и кольца найдено распределение модуля плотности тока, а также представлены различные компоненты тока и линии токовых путей. В дальнейшем планируется применить методику для исследования более сложных топологических структур.

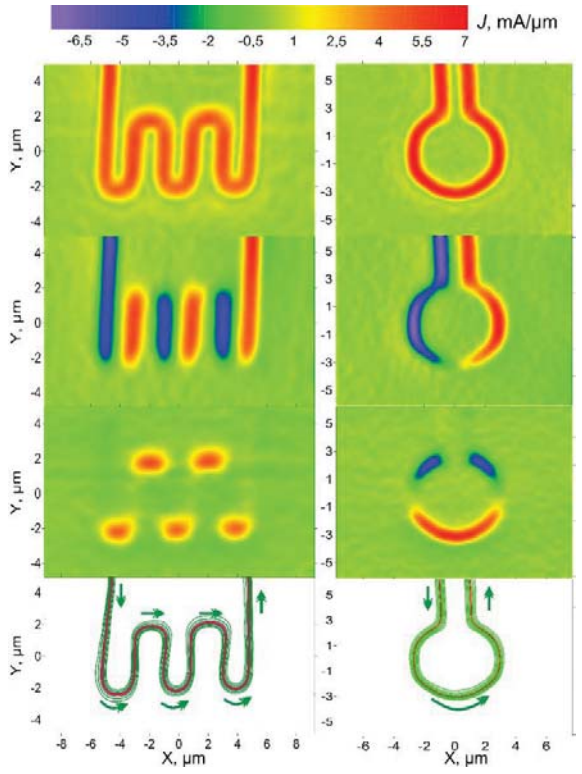


Рисунок 3. Рассчитанные распределения плотности тока для меандра (левый столбец) и кольца (правый столбец). Для каждой структуры представлены (сверху вниз) распределение модуля плотности тока, распределение плотности тока вдоль оси Y, распределение плотности тока вдоль оси X, линии тока, текущего через структуру. Измерения проводились при токе через структуру 5 мА

Литература

1. М.А. Осипов, С.В. Покровский, А.И. Подливаев и др. Восстановление распределения плотности тока в токопроводящих микроструктурах с применением техники магнито-силовой микроскопии // Вестник Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ», Т. 2, № 4, 396(2013).

Локальные изменения фононного спектра поверхности Ag(100) в присутствии точечных дефектов и адатомов

Г. Г. Русина[1, 2, *], С. Д. Борисова[1, 2], E. V. Chulkov[2, 3], K. Morgenstern[4]

1 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, пр. Академический, 2/4, Томск, 634021.

2 Томский госуниверситет, ул. Ленина, 36, Томск, 634055.

3 Donostia International Physic Center, 20018, San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain.

4 Ruh – Universität Bochum, D - 44780, Bochum, Germany.

* rusina@ispms.tsc.ru

С использованием неупругой электронной туннельной спектроскопии и теоретического расчета (метод погруженного атома — МПА) исследованы изменения фононного спектра поверхности Ag(100) в присутствии на ней адатомов меди и вакансий. Рассмотрены два варианта размещения адатомов на поверхности: по типу замещения и в вакансионной дырке. Показано, что при адсорбции по типу замещения характерной особенностью является делокализация фононного спектра поверхности, тогда как при помещении адатома в вакансию в фононном спектре появляются дополнительные локальные колебания. Данные теории и эксперимента находятся в хорошем согласии.

Исследованию фононов и электрон-фононных взаимодействий на поверхности металлов и полупроводников уделяется значительное внимание как экспериментаторов, так и теоретиков [1]. Одним из наиболее эффективных экспериментальных методов является IETS (inelastic electron tunneling spectroscopy) [2]. Этот метод позволяет получать информацию о низкочастотных локальных фононных возбуждениях на поверхности, что важно при исследовании поверхностной проводимости и реактивности. Диапазон используемых теоретических методов для изучения поверхностных фононов широк: от ab initio подходов до модельных полуэмпирических методов [3]. В настоящей работе для исследования локальных изменений в фононном спектре поверхности Ag(100) в присутствии адатома Cu и вакансий были использованы IETS и теоретический метод МПА [3].

Методика исследования

Эксперимент

Поверхность Ag(100) очищалась циклическим распылением ионов Ar^+ при $p_{Ar} = 3 \cdot 10^{-5}$ mbar и последующим отжигом при 950 K. Для получения поверхностного сплава Cu – Ag осаждение атомов Cu проводилось при комнатной температуре со скоростью 0.001 ML/min (0.003 ML) и 0.01 ML/min (0.13 ML). Вакансии формировались распылением ионов Ar^+ слабыми импульсами (0.4 keV, I<0.01 μA, 3 s) при температуре поверхности 100 K и последующей закалкой при 50 K. Адатомы Cu располагали в вакансиях с использованием латеральных манипуляций СТМ. Фононы определялись по неупругому сигналу вблизи уровня Ферми. Исследования проводились для схемы, представленной на рисунке 1.

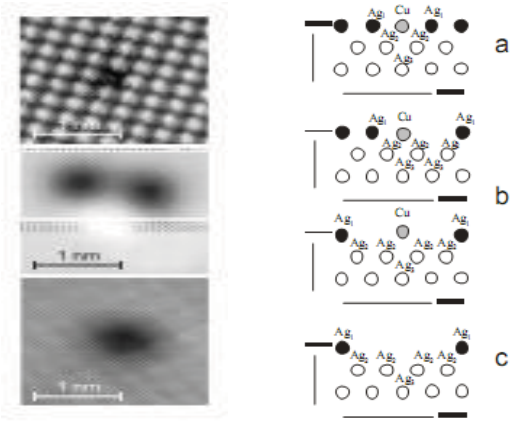


Рисунок 1. В правой колонке приведена схема расположения атомов Cu на поверхности Ag(100): а) в одиночной вакансии, б) в вакансионной дыре, с) островок вакансий. В левой колонке – соответствующие СТМ изображения

Теория

Вычисления частот колебаний и векторов поляризации поверхностных атомов подложки и адатомов Cu проводились с использованием потенциалов межатомных взаимодействий, полученных в МПА [1,3]. Поверхность моделировалась тонкой плен-

кой, состоящей из 31 атомного слоя серебра. Элементарная ячейка размером (4×4) содержала 16 атомов Ag и один атом Cu. Релаксированная геометрия определялась методом молекулярной динамики при нулевой температуре. Скорость движения атомов вычислялась в скоростной схеме Верлета с шагом по времени $\tau = 10^{-14}$ с. Для определения локальных изменений фононного спектра в присутствии адатомов и вакансий рассчитывалась разностная плотность колебательных состояний.

Результаты

На рис. 2 приведены спектры локальной плотности фононных состояний идеальной поверхности Ag(100), снятые IETS и рассчитанные МПА. Расчет показал, что значительный вклад в основной пик вносят колебания, локализованные в подповерхностном слое.

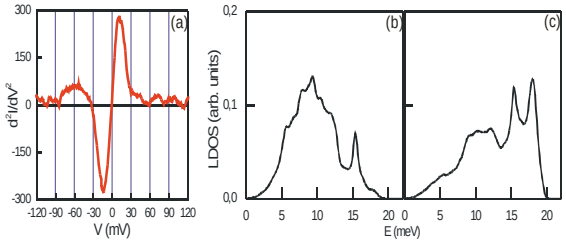


Рисунок 2. Спектры LDOS идеальной поверхности Ag(100): a) IETS, b) и c) МПА расчет поверхностного и подповерхностного слоя, соответственно

На рисунке 3 приведены экспериментальные и теоретические спектры LDOS поверхности Ag(100) в присутствии адатомов Cu и островка вакансий.

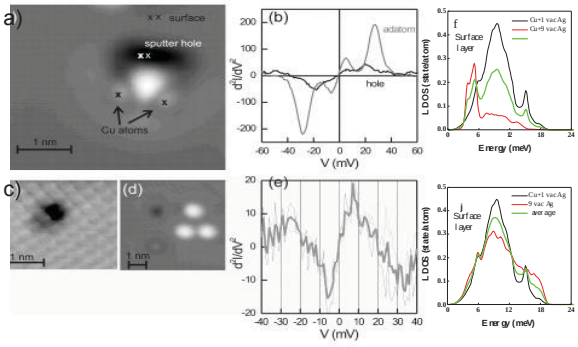


Рисунок 3. Спектры LDOS поверхности Ag(100) в присутствии адатомов Cu и островка вакансий. СТМ изображения положений атома Cu и вакансий приведены на (a), (c) и (d). Соответствующие спектры IETS приведены на (b) и (c). Расчетные LDOS показаны на (d)

Для анализа влияния точечных дефектов и адатомов на фононный спектр подложки рассчитывалась разностная LDOS – разница между полной LDOS всей системы и LDOS идеальной поверхности. Как показал расчет, наибольший вклад вносят адатомы меди, адсорбированные на бездефектную поверхность или замещающие атом подложки. Наблюдается появление локальных возмущений в низкочастотной области на фоне общей делокализации поверхностного фононного спектра. Дополнительные локальные пики экспериментально фиксируются также в низкочастотной области. При помещении адатома в вакансионную 9-атомную дырку LDOS соответствует распределению плотности колебательных состояний адатома, находящегося на бездефектной поверхности, но основной вклад в локальные пики плотности вносят колебания атомов подповерхностного слоя подложки. Островок вакансий также вносит локальные изменения в фононный спектр поверхности Ag(100). На рисунке 4 приведены разностные LDOS для поверхности серебра с вакансиями. Размер вакансий варьировался от 1 до 9.

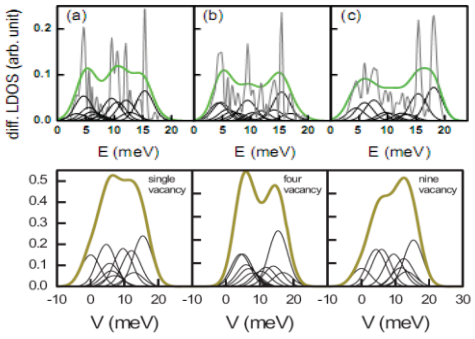


Рисунок 4. Абсолютные значения разностных LDOS (LDOS поверхности с дефектом минус LDOS идеальной поверхности). На верхней панели расчетные данные для (a) одной вакансии, (b) 4-атомной вакансии и (c) 9-атомной вакансии на поверхности Ag(100). На нижней панели соответствующие IETS данные

Таким образом, в настоящей работе показано наличие хорошего согласия теоретических расчетов и экспериментальных IETS данных по описанию локальных изменений фононного спектра подложки в присутствии адатомов и точечных дефектов. Наличие такого согласия позволяет использовать теоретические данные при описании экспериментальных спектров.

Литература

1. G. G. Rusina, E. V. Chulkov // Rus. Chem. Rev., V. 82, 483 (2013).
2. H. Gawronski, K. Mongenstern // Science, V. 319, 930 (2008).
3. S. M. Foiles, M. I. Baskes // Phys. Rev. B, V. 33, 7983 (1986).

Особенности электронной и спиновой структуры топологического изолятора $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$

М. В. Русинова[1,*], И. И. Климовских[1], С. В. Еремеев[3,4], А. А. Рыбкина[1], А. Г. Рыбкин[1,2], Е. В. Жижин[1,2], А. Е. Петухов[1,2], И. П. Русинов[4], Е. В. Чулков[5,6,4], О. Е. Терещенко[7,8,4] и А. М. Шикин[1]

1 Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504.

2 Ресурсный центр Санкт-Петербургского государственного университета «Физические методы исследования поверхности», Санкт-Петербург, 198504.

3 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, 634021.

4 Томский государственный университет, Томск, 63450.

5 Donostia International Physics Center (DIPC), San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain, 20018.

6 Departamento de Física de Materiales UPV/EHU, Centro de Física de Materiales CFM - MPC and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain, 20080.

7 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090.

8 Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090.

*rusinovamarie@mail.ru

Электронная и спиновая структура тройного топологического изолятора $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$, характеризующегося термоэлектрическими свойствами, изучена экспериментально методами spin-ARPES и теоретически с помощью DFT расчетов. Показано, что уровень Ферми располагается в энергетической запрещенной зоне независимо от температуры и остается стабильным с течением времени. Таким образом, только состояния дираковского конуса пересекают уровень Ферми. Спиновая структура невырожденных поверхностных состояний характеризуется геликоидальной спиновой поляризацией, что согласуется с теоретическими расчетами. Методами сканирующей туннельной микроскопии исследована морфология поверхности $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$.

В связи с бурным развитием спинтроники большое внимание уделяется исследованию систем, в которых возможен бездиссипативный транспорт спиновых токов, а также может быть реализовано управление токами с различной ориентацией спина. Наиболее перспективным в этом направлении является новый класс материалов, т.н. топологических изоляторов, с уникальной спиновой электронной структурой поверхностных состояний [1,2].

Основная цель данной работы заключалась в исследовании электронной и спиновой структуры поверхностных и валентных состояний топологического изолятора $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$, характеризующегося высокоэффективными термоэлектрическими свойствами [3]. Исследования проводились в Гельмгольтц-Центре Берлина (БЭССИ II) методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением при комнатной и криогенной (18 К) температурах для детального изучения термоэлектрических свойств данного соединения. Топография поверхности исследуемого образца была изучена методом сканирующей туннельной микроскопии в ресурсном центре Санкт-Петербургского государственного университета «Физические методы исследования поверхности». Теоретические расчеты электронной структуры $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$ были произведены с использованием формализма теории функционала плотности.

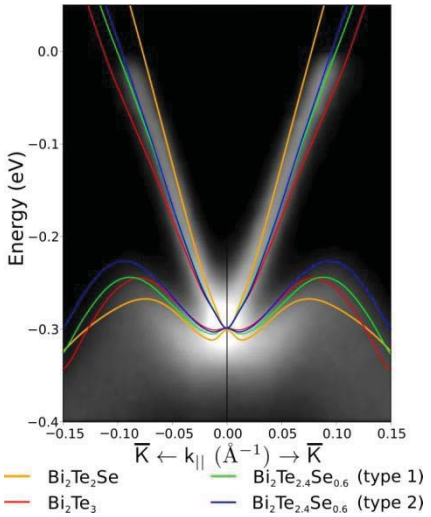


Рисунок 1. Экспериментальные дисперсионные зависимости топологических поверхностных состояний $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$, измеренные в направлении $\overline{\Gamma K}$ зоны Бриллюэна при энергии фотонов 52 эВ при комнатной температуре. Наложенные кривые соответствуют рассчитанной электронной структуре для соединений Bi_2Te_2Se, Bi_2Te_3 и двух типов $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$ с различным расположением атомов Se в решетке

На рисунке 1 представлена экспериментальная дисперсионная зависимость для $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$, измеренная при энергии фотонов 52 эВ в направлении $\overline{\Gamma K}$ зоны Бриллюэна с использованием p-поляризации падающего излучения. Измерения проводились сразу после вакуумного скола образца при комнатной температуре.

На рисунке хорошо виден дираковский конус электронных состояний, и точка Дирака располагается при энергии связи 0.3 эВ, что схоже с электронной структурой других тройных топологических изоляторов Bi_2Te_2Se и Bi_2Se_2Te [4]. Нижний конус поверхностных состояний локализован вблизи края зоны валентных состояний, пересекается с ней по энергии и является менее ярко выраженным.

Следует отметить, что на уровне Ферми не наблюдается состояний, относящихся к зоне проводимости. Было установлено, что уровень Ферми остается локализованным в объемной запрещенной зоне в течение всего эксперимента. Подобная стабильность поверхности может быть объяснена малой концентрацией дефектов в данных образцах.

Для теоретически рассчитанных электронных состояний наблюдается зависимость энергетического положения точки Дирака от типа соединения. На рис. 1 для наглядности экспериментальная и рассчитанные дисперсии сведены по энергии, чтобы положения точки Дирака совпадали. Видно, что для $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$ групповая скорость поверхностных состояний верхнего конуса имеет промежуточное значение между групповыми скоростями для Bi_2Te_3 и Bi_2Te_2Se. При этом дисперсия состояний дираковского конуса практически не зависит от типа распределения Se на подрешётке Te-Se (тип 1: однородное распределение; тип 2: распределение Se только в центральном слое) и показывает хорошее согласие с экспериментом.

Из анализа спин-разрешенных фотоэмиссионных спектров дираковского конуса поверхностных топологических состояний $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$, представленных на рис. 2а, видно, что каждое из состояний конуса является невырожденным и характеризуется собственным направлением спина. При этом спиновая поляризация наблюдаемых состояний является антисимметричной для противоположных по знаку значений $k_{||}$. Кроме того, для нижнего конуса электронных состояний знак спиновой поляризации обратен к знаку спиновой поляризации верхнего конуса. Было выявлено хорошее согласование с теоретическими расчетами, представленными на рис. 2б.

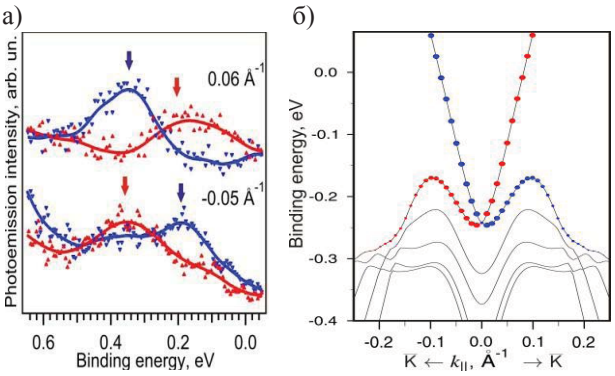


Рисунок 2. Серии спин-разрешенных фотоэмиссионных спектров дираковского конуса топологических поверхностных состояний, измеренных для противоположных значений $k_{||}$ при комнатной температуре и энергии фотонов 52 эВ в направлении $\overline{\Gamma K}$ зоны Бриллюэна – (а), теоретически рассчитанная спиновая поляризация дираковского конуса – (б)

Таким образом, после детального исследования методами spin-ARPES было выявлено, что соединение $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$ характеризуется дираковским конусом топологических поверхностных состояний, поляризованным по спину, что находится в согласии с теоретическими расчетами. Кроме того, в докладе планируется обсуждение спиновой структуры Рашба состояний, располагающихся в локальной запрещенной зоне в нижней части валентной зоны.

Результаты исследования методами СТМ морфологии поверхности $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$ и возможные причины наблюдаемой стабильности поверхности также будут обсуждены в докладе.

Литература

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane // Rev. Mod. Phys., V. 82, 3045 (2010).
2. C. Kane and J. Moore // Phys. World 24, V. 32 (2011).
3. Huiwen Ji, J. M. Allred, et al. // Phys. Rev. B, 201103 (R) (2013).
4. K. Miyamoto et al. // Phys. Rev. Lett., V. 109, 166802 (2012).

Tunneling spectroscopy of phosphorus impurity atom on Ge(111)-(2x1) surface. *Ab initio* and experimental study

S. V. Savinov[1, *], A. I. Oreshkin[1], and S. I. Oreshkin[2]

1 M.V. Lomonosov Moscow State University, Dpt of Physics, Lenin Hills 1/62, Moscow, Russia 119991.

2 M.V. Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Inst., Lenin Hills 1/73, Moscow, Russia 119991.

*SavinovSV@mail.ru

We have performed the both the numerical modeling and the experimental low temperature STM investigations of Ge(111)-(2x1) surface electronic properties in vicinity of P donor impurity atom located near the surface. The results of theoretical simulation allow us to classify experimental STM images of P donor impurity located at different crystal sites in two surface bilayers of Ge(111)-(2x1) surface.

Ab initio modeling

We have performed DFT calculations in LDA approximation as implemented in SIESTA [1] package. The use of strictly localized numerical atomic orbitals is necessary to be able to finish the modeling of large surface cell in reasonable time. The surface Ge(111)-(2x1) super-cell consists of 7x21 cells of elementary 2x1 reconstruction, each 8 Ge atomic layers thick (total 2646 atoms). Vacuum gap is chosen rather big – about 20 Å. Ge dangling bonds at the slab bottom surface are terminated with H atoms to prevent surface states formation. The geometry of the structure was fully relaxed, until atomic forces have become less than 0.003 eV/Å. More details about calculations can be found elsewhere [2].

As we have reported earlier, the atomic structure of Ge(111)-(2x1) surface is strongly disturbed in vicinity of surface defects. A few π-bonded rows around the defect are affected. That is why the geometry relaxation has been performed with the large super-cell to keep the internally periodic for DFT images of impurity well separated. Although it is still the open question, if the defect's images separation is sufficiently large.

At the last step of simulation the spatial distribution of Khon-Sham wave-functions and corresponding scalar field of surface electronic density of states LDOS(x, y, eV) were calculated. Because of strictly localized atomic orbitals, used in SIESTA, the special procedure of wave-functions extrapolation into the vacuum has to be used.

Typical calculated LDOS images of P donor impurity are presented in Fig. 1. LDOS images can be readily classified according to number of disturbed π-bonded rows, number of maxima and number of dimers between maxima (see Fig. 1).

Table 1. P donor impurity LDOS image properties.

Atom pos.	1	2	3	4	5	6	7	8
2 rows	x	-	-	-	-	x	x	x
2 maxima	x	x	x	x	x	-	x	x
Dimers	2	2	1	1	1	-	2	1
Feature	c	a	g	d	e	f	b	h

The results of *ab initio* modeling can be briefly summarized as follows.

We have found a notable increase of surface LDOS around surface dopant near the bottom of empty surface states band π, which we called split state due to its limited spatial extent and energetic position inside the band gap. This state governs STM image of impurity in vicinity of Fermi energy on Ge(111)-(2x1) surface.

We show that despite of well established bulk donor impurity energy level position at the very bottom of conduction band, surface donor impurity on Ge(111)-(2x1) surface might produce energy level below Fermi energy, depending on impurity atom local environment.

It was demonstrated that impurity located in subsurface atomic layers is visible in STM experiment on Ge(111)-(2x1) surface. The quasi-1D character of impurity image observed in STM experiments is confirmed by our computer simulations with a note that a few π-bonded dimer rows may be affected by the presence of impurity atom.

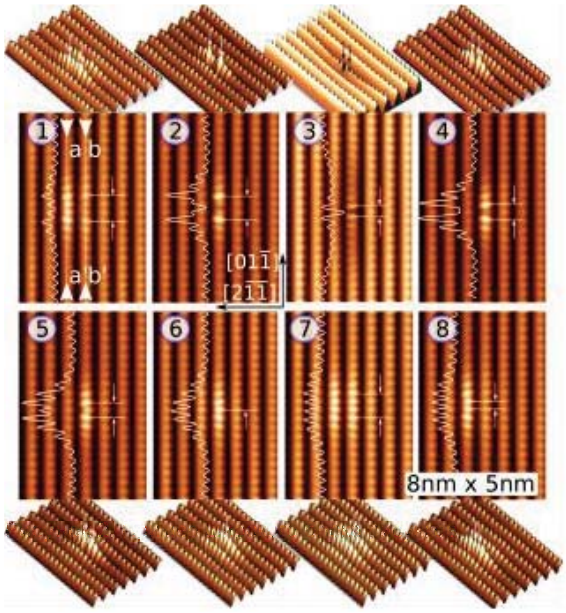


Fig. 1. LDOS(x, y) maps in vicinity of P atom, located at different positions in subsurface layers of Ge(111)-(2x1) surface. Numbers denote atoms position. Maps are given for zero bias voltage. Profiled along b-b' line are sketched on maps. White lines and arrows are marking the positions of maxima in dimer row, nearest to the impurity atom. Images size is indicated on the figure

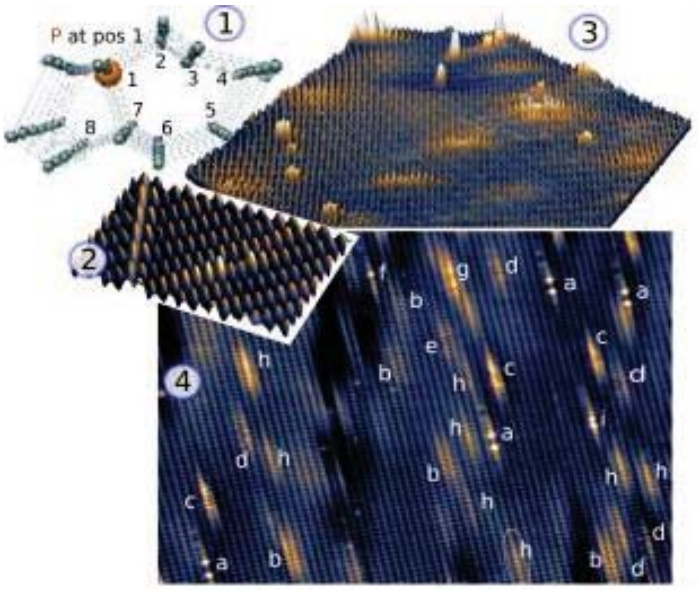


Fig. 2. (**1**) Donor atom positions. (**2**) High resolution STM image of P impurity at position 2 together with domain boundary. (**3**), (**4**) Two representations of the same surface area. Different donor atom induced features are marked by white letters a to h

We have elaborated the model allowing us to classify atoms on our experimental LT STM image.

Experiment

We have also performed low temperature STM investigation of clean Ge(111) surface. The samples under investigation were cut from heavily doped (resistivity 1 mOhm * cm Ge single crystal with n-type bulk conductivity. The doping element was phosphorus which is shallow impurity with ionization energy 13 meV, the doping ratio was rather high, about $8 * 10^{18}$ cm^{-3}. The samples were 1.5 x 1.5 x 5 mm^3 slabs with long axis aligned in [111] direction. Samples are cleaved in situ in UHV conditions and then immediately transferred to low temperature chamber with base pressure 5 x 10^{-12} torr.

The experiments have been done with the use of commercially available LT UHV «Omicron» system. The system was equipped with custom built sample cleavage mechanism. We have used tungsten tips sharpened with field emission.

Typical LT STM images of Ge(111)-(2x1) surface are presented in Fig.1. Image Fig. 1(1) depicts domain boundary together with impurity atom.

Carefully looking at Fig. 2 (3, 4) images we can conclude that different features on STM images correspond to donor atoms located at different crystal sites (1 to 8 in Fig. 1, 2). This is clear from the last row of Table 1 where this correspondence is summarized.

References

1. E. Artacho, D. Sanchez-Portal, P. Ordejon, A. Garci and J. M. Soler // Physica status solidi (b) 215, 809 (1999).
2. S. V. Savinov, A. I. Oreshkin, S. I. Oreshkin // JETP Letters, 97/7, 458 (2013).

Самоорганизующиеся перестраиваемые сети липких коллоидных частиц

М. В. Сапожников[1,*], A. Demortière [2,3], А. Снежко[2], T. Proslier [2], N. Becker [3], И. С. Арансон[2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA.

3 Physics Department, Illinois Institute of Technology, Chicago, IL, USA.

*msap@ipmras.ru

Получен новый материал – сети микроскопических полимерных волокон, самоорганизующиеся из неводных коллоидных растворов полимерных частиц (1-2 мкм) под действием внешнего электрического поля. Морфология сетей перенастраивается изменением напряженности или частоты приложенного поля. Продемонстрировано расширение функциональных свойств материала за счет нанесения тонкого слоя (12 нм) проводящего оксида SnO_2 на поверхность волокон.

Поверхности, покрытые плотными массивами микроскопических волокон, демонстрируют уникальные свойства, такие, как, например, супергидрофобность [1] или низкое трение [2]. Материалы на основе массивов гибких синтетических волокон, погруженных в мягкие гели, проявляют гомеостатические саморегулируемые свойства и адаптивность [1]. Большинство подобных структур синтезируются методами «сверху вниз», такими, как, например, литография [3]. Получение нетривиальных 3D структур методами «снизу вверх», такими, как самоорганизация и самосборка, очень востребовано, но является технически сложной задачей. Прогресс в данном направлении сдерживается низкой управляемостью процессами и невоспроизводимостью получаемых структур. Идея использовать ввнешние электрические поля для управления самоорганизацией коллоидных систем в принципе известна [4], тем не менее, как правило, структуры разрушаются при выключении внешнего поля.

В данной работе мы сообщаем об экспериментальном наблюдении сетей микроскопических волокон, которые самоорганизуются из неводных коллоидных растворов полимерных частиц под действием внешнего электрического поля. Морфология образующихся структур зависит от степени полимеризации частиц и может перенастраиваться при изменении напряженности или частоты приложенного внешнего электрического поля.

Исходный коллоидный раствор получается при эмульсификации полимеризующейся эпоксидной смеси (диглицидил бисфенола А / 2,4,6-трис(диметиламинометил)фенол) в толуоле. Так как отвердитель обладает гораздо большей растворимостью в толуоле, чем эпоксидный мономер, то одновременно с эмульсификацией происходит прекращение процесса полимеризации коллоидных частиц, что позволяет управлять степенью их полимеризованности. Размер частиц также зависит от времени полимеризации и меняется от 1.12 μм (дисперсия размера 32%) до 1.94 μм (с дисперсией 15%).

Для наблюдения процессов самоорганизации коллоидный раствор помещался в электростатическую ячейку с зазором 1мм между двумя медными электродами. Приложение электрического поля (E=0.1÷1 кВ/мм, f=0÷1 кГц) к коллоидному раствору приводило к росту волокон, свойства которых зависят от степени полимеризации и приложенного поля (см. рис. 1, 2). В случае низкой степени полимеризации коллоидные частицы остаются жидкими, объединяясь в протяженные волокноподобные структуры, расположенные на поверхности электродов и ориентированные вдоль электрического поля. При этом их длина зависит от величины поля. Если в результате полимеризации образуются твердые коллоидные частицы, то под действием внешнего поля происходит их объединение в полимерные микроволокна или интеркалированные сети таких волокон. Были подробно исследованы механизмы образования волокон, влияние поверхностного заряда коллоидных частиц и возникающих гидродинамических потоков на возникающие структуры. За счет того, что степень полимеризации на поверхности частицы меньше, чем внутри,

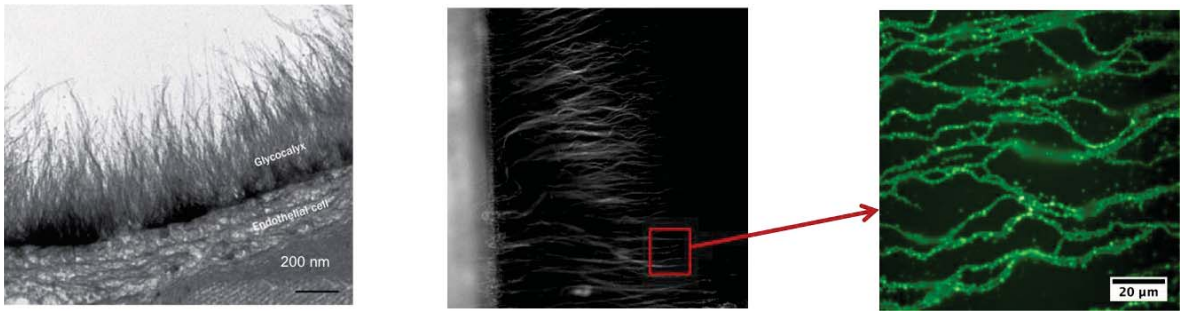


Рисунок 1. Слева: электронно-микроскопическое изображение эндотелиального гликокалиса – протеиновых волокон, покрывающих внутреннюю поверхность коронарных капилляров. В середине: конфокальное микроскопическое изображение полученных на поверхности электрода массивов волокон, образованных клейкими коллоидными частицами в растворе толуола в сильном (1 кВ/мм) переменном электрическом поле. Справа: увеличенное изображение «коллоидного меха»

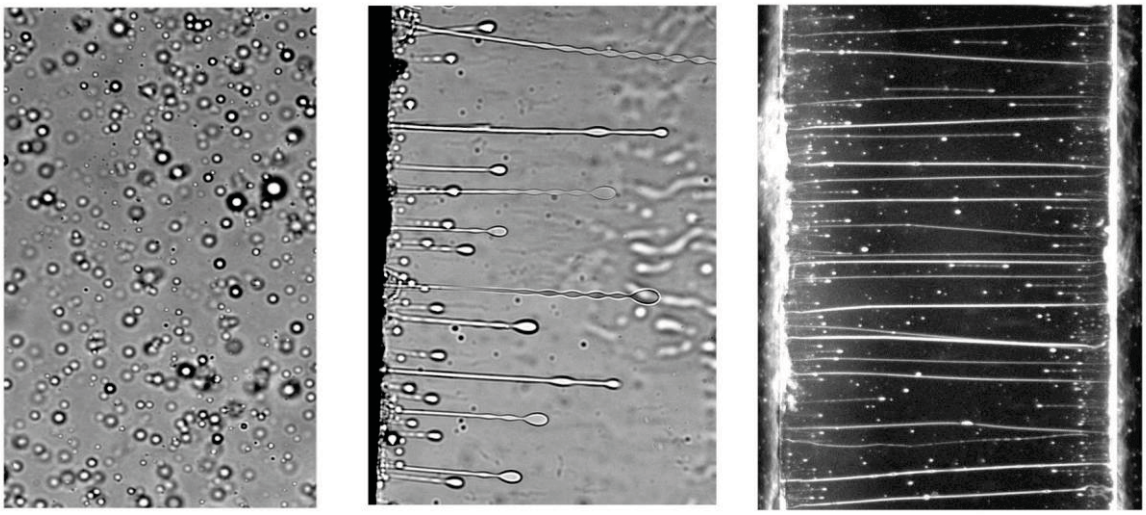


Рисунок 2. Самоорганизующиеся структуры с контролируемой морфологией. Клейкие коллоидные частицы в зависимости от внешних условий (амплитуды и частоты приложенного электрического поля) образуют дисперсию (слева), массив гофрированных микростолбиков (в центре) или систему длинных проводов (мостиков), соединяющих электроды. Величина электрического поля 1000 В/мм, частота 10 Гц для микростолбиков и 100 Гц для мостиков

частицы обладают способностью прочно связываться в области контакта, в результате образующиеся коллоидные волокна сохраняют свою структуру даже при отключении внешнего поля. Благодаря такой устойчивости образующиеся сети коллоидных волокон могут служить основой для новых функциональных материалов. Так, нами была продемонстрирована возможность покрытия поверхности полученных нами структур тонким слоем (12 нм) проводящего оксида SnO_2 при помощи методов атомно-послоевого осаждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

Литература

1. X. M. He, M. Aizenberg, O. Kuksenok, L. D. Zarzar, A. Shastri, A. C. Balazs & J. Aizenberg, // Nature **487**, 214 (2012).

2. D. H. Lee, Y. Kim, R. S. Fearing & R. Maboudian // Langmuir, **27**, 11008 (2011).

3. D. Qin, Y. Xia & G. M. Whitesides // Nature protocols **5**, 491 (2010).

4. A. van Blaaderen // MRS Bulletin **29**, 85 (2004).

Управление структурой спин-расщепленных электронных состояний в двумерных сплавах на поверхности полупроводников

Д. В. Грузнев[1, 2], Л. В. Бондаренко[1, 2], А. В. Матецкий[1, 2], А. А. Яковлев[1], А. Ю. Тупчая[1], С. В. Еремеев[3, 4], Е. В. Чулков[4, 5, 6], J.-P. Chou[7], C.-M. Wei[7], M-Y. Lai[7], Y.-L. Wang[7], А. В. Зотов[1, 2, 8], А. А. Саранин[1, 2, *]

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950

3 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, 634021

4 Томский государственный университет, Томск, 634050

5 DIPC, 20018 San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain

6 Departamento de Fisica de Materiales and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, Centro de Fisica de Materiales CFM - Materials Physics Center MPC, Facultad de Ciencias Quimicas, UPV/EHU, Apdo. 1072, 20080 San Sebastian, Basque Country, Spain

7 Institute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, P.O. Box 23-166 Taipei, Taiwan

8 Факультет электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток, 690600

*saranin@iacp.dvo.ru

Предлагается стратегия для создания *металлических* спин-расщепленных зон на поверхности полупроводников с помощью формирования упорядоченных двумерных сплавов.

Введение

Для использования эффекта Рашбы [1] в двумерном электронном газе на поверхности кремния в спиновом транспорте необходимо иметь спин-расщепленные *металлические* поверхностные зоны. К сожалению, элементы с сильным спин-орбитальным взаимодействием, например Bi, Tl, Sb, Pt, Pb, образуют поверхностные реконструкции на кремнии, которые не обладают *металлическим* характером [2-5]. В настоящей работе предлагается подход для создания металлических спин-расщепленных зон с помощью увеличения плотности атомов в двумерном слое. Увеличение плотности атомов достигается с помощью добавления второго адсорбата. Данная стратегия хорошо зарекомендовала себя при модификации реконструкции Bi/Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ с помощью атомов Na и Tl/Si(111)1×1 с помощью Pb, что открывает новые возможности для создания новых *металлических* низкоразмерных материалов на кремнии с различной спиновой текстурой.

В настоящей работе с помощью сканирующей туннельной микроскопии, фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и теоретических расчетов из первых принципов исследованы атомная, электронная и спиновая структуры двумерных сплавов Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-Bi, Na и Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-Tl, Pb.

Результаты

На рисунке 1 (левая панель) приведены основные структурные и электронные свойства исходной поверхности Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-Bi. В этой реконструкции имеется 1 МС (монослой, 7.8×10^{14} cm^{-2}) атомов Bi, которые образуют тримеры, центрированные в положении T_4 на объемно-подобной поверхности Si(111) [6]. Основной особенностью электронной структуры этой поверхности является наличие спин-расщепленных неметаллических зон, обозначенных S1 (S1') [2].

Напыление 0.33 МС Na при комнатной температуре приводит к формированию двумерного упорядоченного сплава Bi-Na, структурные и электронные свойства которого показаны на рисунке 1 (правая панель). Сравнение атомной структуры сплава со структурой исходной поверхности показывает, что на ней также на исходной поверхности присутствуют тримеры Bi. Размер этих тримеров на 8% больше, чем на исходной поверхности (длина связи

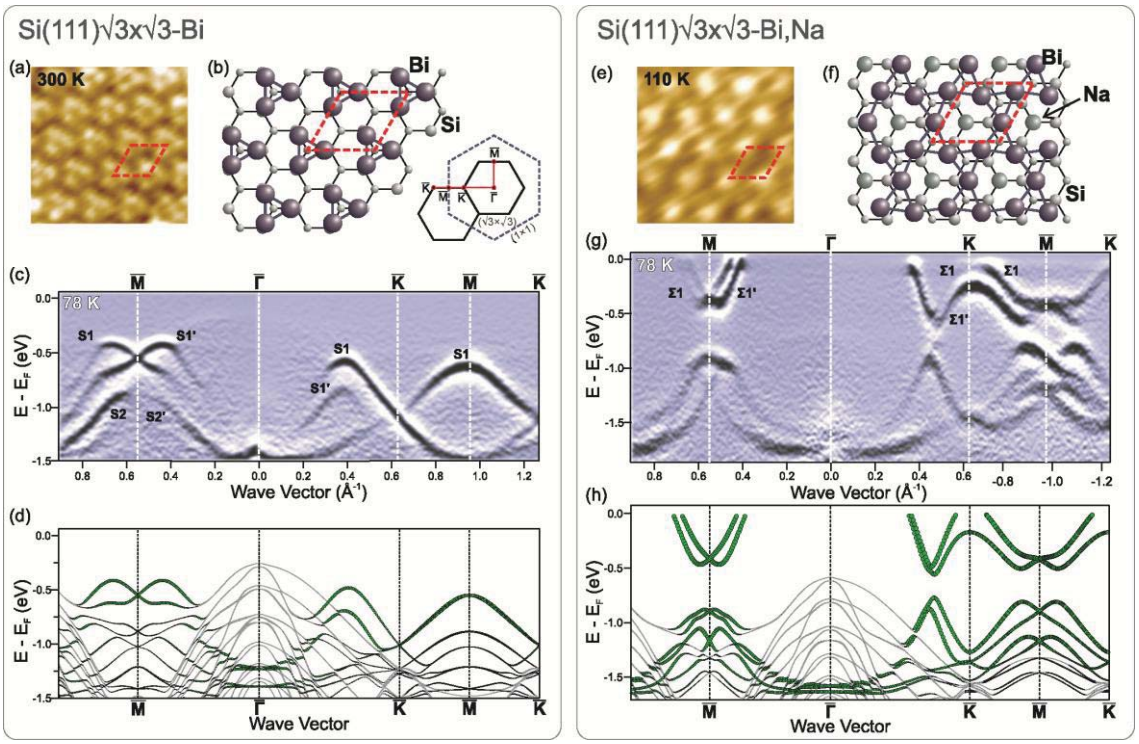


Рисунок 1. Структурные и электронные свойства исходной поверхности Si(111)√3×√3-Bi (левая панель) и двумерного сплава Si(111)√3×√3-Bi,Na (правая панель). (a) и (e) 30×30 Å^2 СТМ изображения, (b) и (f) структурные модели (атомы Bi показаны фиолетовым цветом, Na – зеленым и Si – серым), (c) и (g) экспериментальные спектры, полученные с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, (d) и (h) – теоретических расчетов. Размер зеленых кружков в расчетной зонной структуре соответствует величине поверхностного вклада

Bi-Bi изменяется с 3.13 до 3.34 Å), а их угол поворота составляет ±6.8°. В результате атомы Bi образуют сотовую сетку связанных тримеров с атомом Na, занимающим положение T_4 в центре каждой шестиугольной ячейки. Изменение атомной структуры отражается и в изменении зонной структуры, что ясно видно из результатов исследования этой поверхности, полученных с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, и теоретических расчетов. Заметим, что эти данные находятся в прекрасном соответствии друг с другом, что указывает на достоверность предложенной модели сплава Bi-Na. Наиболее существенная особенность зонной структуры сплава Bi-Na состоит в том, что в ней появляются металлические спин-расщепленные зоны, обозначенные Σ и Σ'. Взаимодействие атомов Pb с поверхностью Si(111) 1×1-Tl также приводит к формированию двумерного сплава Si(111)√3×√3-Tl,Pb и спин-расщепленных металлических поверхностных зон.

Таким образом, приведенные примеры однозначно указывают путь для «превращения» исходной поверхности, имеющей полупроводниковые свойства, в поверхность, обладающую металлическими свойствами. Заметим, что обе исходные поверхности имеют покрытие адсорбата, равное 1 МС, а так как постоянная решетки поверхности Si(111) составляет 3.84°Å, то плотность адсорбированных атомов слишком мала для заметного перекрытия волновых функций их электронов. Добавление атомов второго адсорбата и увеличение суммарного покрытия до 4/3 МС приводит к уменьшению среднего расстояния между атомами в двумерном слое и формированию сплавов с *металлическими* свойствами.

Литература

1. Y. Bychkov, E. Rashba // JETP Letters, 39, 78 (1984).
2. K. Sakamoto et al. // PRL 103, 156801 (2009).
3. K. Sakamoto et al. // PRL 102, 096805 (2009).
4. X. Zhu et al. // Surf. Sci. 618, 115 (2013).
5. J. Park et al. // PRL 110, 036801 (2013).
6. R.H. Miwa, T.M. Schmidt, G.P. Srivastawa // J. Phys.: Cond. Matt. 15, 2441 (2003).

АСМ и Кельвин зонд микроскопия биогенных селенсодержащих наносистем

Т. Е. Суханова[1, *], С. В. Валуева[1], М. П. Темирязева[2], А. Г. Темирязев[2], М. П. Соколова[1], А. А. Кутин[1], Г. Н. Матвеева[1], М. Э. Вылегжанина[1]

1 Институт высокомолекулярных соединений РАН, Большой пр. ВО, 31, Санкт-Петербург, 199004.

2 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, пл. Академика Б.А. Введенского, дом 1, Фрязино, 141190.
*tat_sukhanova@mail.ru, xelmic@imc.macro.ru

Методами АСМ и Кельвин зонд микроскопии исследованы новые селенсодержащие наносистемы, включающие в свой состав полиэлектролитные комплексы (ПЭК) на основе катионного сополимера N-винилпирролидона (ВП) и N,N,N,N-триэтилметакрилоилоксиэтиламмоний йодида (К) с додецилсульфатом натрия (ДСН) при разном соотношении заряженных субъединиц γ (γ = ДСН/К). Впервые в тонких пленках, полученных из водных растворов наносистем, высаженных на поверхность высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ), обнаружена неоднородность распределения поверхностного потенциала на масштабах менее 10 нм.

Введение

Гибридные полимерные наносистемы на основе селена представляют большой интерес для технических и медицинских приложений, поскольку они обладают уникальными фотоэлектрическими, полупроводниковыми и рентгеночувствительными свойствами, а также широким профилем биологической активности: они применяются в качестве адсорбционных матриц для иммуноанализа, связующих адсорбентов для фармацевтической и косметической промышленности, антисептических и противоопухолевых препаратов, препаратов, компенсирующих дефицит микроэлементов в организме и др. [1-3].

Целью работы являлось исследование методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и Кельвин зонд микроскопии (КЗМ) биогенных наносистем на основе наночастиц нуль-валентного аморфного селена (Se^0), стабилизированных полиэлектролитными комплексами (ПЭК) катионного сополимера N-винилпирролидона (ВП) и N,N,N,N-триэтилметакрилоилоксиэтиламмоний йодида (К) с додецилсульфатом натрия (ДСН) с различным соотношением заряженных субъединиц γ (γ = ДСН/К) и массовым соотношением (ν) Se^0/ПЭК (ν = 0.025 или 0.1).

Экспериментальная часть

Для стабилизации наночастиц Se^0 использовали ПЭК при γ = 0.5 и 4.0. В работе [4] показано, что эти комплексы различаются по структуре, так, при γ = 0.5 ПЭК представляет собой мицеллы, электростатически связанные с ВП-К, а при γ = 4.0 в симметричном полимерном клубке формируется ламеллярный кластер из ~ 1000 молекул ДСН. При этом комплекс ингибирует рост животных при γ = = 0.5, а при γ = 4.0 обладает максимальной ростостимулирующей активностью [4].

Изучение топографии поверхности тонких пленок, полученных из водных растворов селенсодержащих наносистем, высаженных на твердотельные подложки (слюду и ВОПГ) проводили на приборах Nanotop-206 («Микротестмашины», Беларусь) и Smart-SPM (АИСТ-НТ, Россия) в полуконтактном режиме в атмосферных условиях. Для измерения электрических характеристик методом КЗМ использовался атомно-силовой микроскоп Smart-SPM (АИСТ-НТ, Россия). Применялась двухпроходная методика с регистрацией градиента сил электростатического взаимодействия на втором проходе. Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) проводили на электронном микроскопе BS-500 (фирмы «Tesla», Чехия) при ускоряющем напряжении U = 60 кВ. Исследования методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРЭМ) проводили на приборе TECNAI F30 (FEI Einhoven, Голландия) с пушкой с полевой эмиссией при ускоряющем напряжении 150 кВ.

Результаты и их обсуждение

Для наносистемы ПЭК–Se^0 с ν = 0.025 при γ = 4.0 (рис. 1) на ПЭМ микрофотографиях видны однородные изолированные наноструктуры сферической формы радиусом $R_{ПЭМ}^*$ = 30-50 нм. Наноструктуры окружены полимерной матрицей, формирующей ореол вокруг каждой наноструктуры с радиусом порядка 100-120 нм. На микрофотографиях наносистемы ПЭК–Se^0 при γ = 0.5 наблюда-

ются две популяции наноструктур – бинарные наноструктуры эллиптической формы с максимальным размером ~ 300 нм и сферические одиночные наноструктуры радиусом $R_{ПЭМ}^{*}$ = 65-90 нм, имеющие уплотненный поверхностный слой толщиной порядка 40-50 нм.

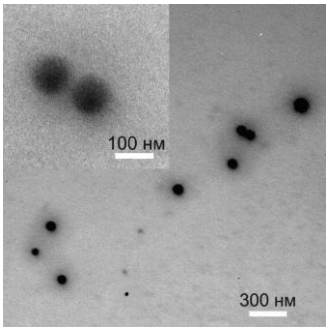


Рисунок 1. ПЭМ микрофотографии наносистемы ПЭК–Se^0 при γ = 4.0 и ν = 0.025

На рис. 2 приведены АСМ изображения топографии поверхности тонкой пленки, полученной из водного раствора наносистемы ПЭК-Se^0 (а), соответствующее емкостное (б), Кельвин (в) изображения и фаза (г) для образца при γ = 4.0. Оценка формы и размеров гибридных наноструктур по АСМ изображению R_{ACM}^{*} = 40-60 нм (рис. 2а) показывает хорошее совпадение с результатами, полученными методом ПЭМ, при этом вокруг каждой наноструктуры также виден диффузный полимерный слой. На изображении емкостных характеристик (рис. 2б) видны сферические непроводящие селеновые ядра с радиусом R_{EM}^{*} = 20 - 30 нм. Кельвин изображение (рис. 2в) показывает, что заряд комплекса распределяется неравномерно: контур мицелл толщиной порядка 20 нм образуют положительно заряженные фрагменты сополимера, а внутренняя область заполнена отрицательно заряженным ДСН. Однородный состав внутренней области мицелл подтверждается изображением фазового контраста (рис. 2г).

Заключение

Впервые методом КЗМ показана неоднородность распределения поверхностного потенциала в тонких пленках, полученных из растворов наносистем ПЭК-Se^0 на ВОПГ.

Литература

1. A.B Brennan, T.M. Miller // Chem. Mater, V. 6, 262 (1994).
2. J.S. Zhang, X.Y. Gao, L.D. Zhang, Y.P. Bao // Biofactors, V. 15, № 1, 27 (2001).
3. K. Yoshizawa, W.C. Willett, S.J. Morris // J. Natl. Cancer Inst., V. 20, 1219 (1998).
4. Е.Ф. Панарин, В.В. Копейкин // Высокомолек. соед. Т. 44С, № 12, 2340 (2002).

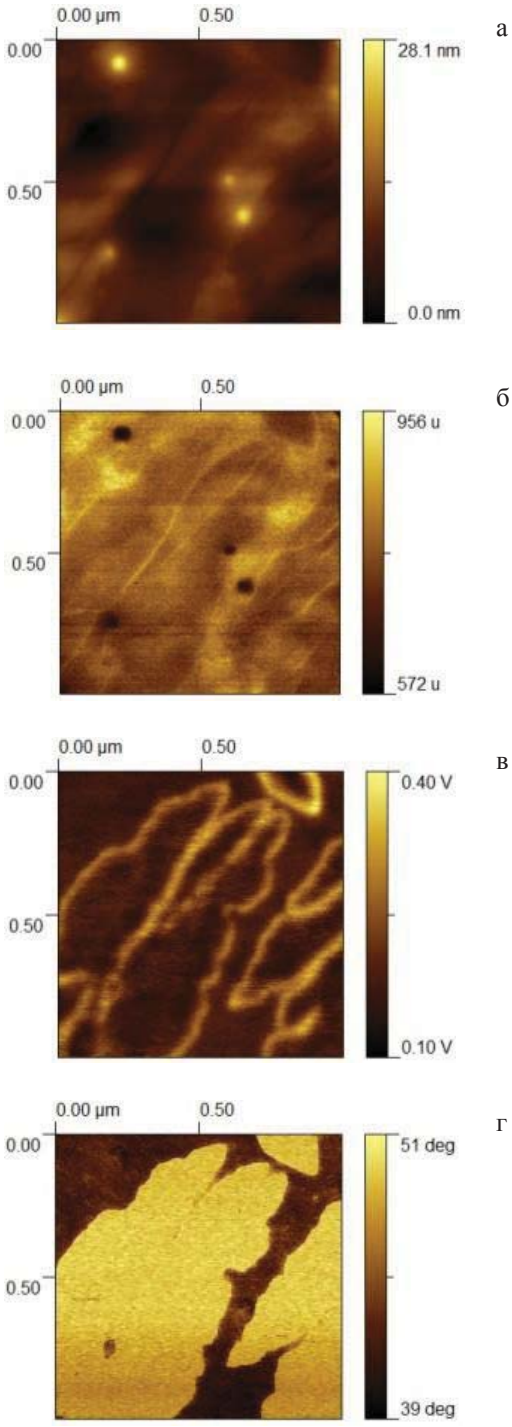


Рисунок 2. АСМ топография (а), сигнал, пропорциональный емкости (б), распределение потенциала поверхности (в), фаза колебаний кантилевера на первом проходе (г)

Импульсная силовая нанолитография с помощью алмазных игл

А. Г. Темирязев

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190
temiryazev@gmail.com

Предложена методика, позволяющая с помощью острой алмазной иглы атомно-силового микроскопа проводить механическую обработку поверхности твердых материалов. Продемонстрирована возможность создания наноструктур на поверхности кремния и золота.

Введение

В работе [1] сообщалось о возможности создания зондов атомно-силовой микроскопии (АСМ), состоящих из кремниевой консоли с наклеенной на неё алмазной иглой. Был отмечен ряд преимуществ подобных зондов по сравнению со стандартными кремниевыми кантилеверами (хорошее разрешение и высокая износоустойчивость). В докладе хотелось бы обратить внимание на перспективность использования зондов с острыми алмазными иглами для проведения операций по механической обработке поверхности твердых материалов.

Метод силовой нанолитографии обычно предполагает процарапывание канавок с помощью иглы атомно-силового микроскопа, прижатой к поверхности образца. Применительно к твердым материалам данная операция выполняется чаще всего с помощью жесткого стального кантилевера с алмазной пирамидой, имеющей относительно большой (30-50 нм) радиус кривизны острия. В ряде работ использовались кремниевые зонды с алмазоподобным покрытием. Наличие покрытия уменьшает остроту иглы. В этом плане монокристаллические алмазные иглы, имеющие радиус кривизны острия порядка 10 нм и малый угол между гранями, представляются уникальным инструментом для механической обработки. В то же время использование столь деликатного инструмента предполагает разработку специальных методов нанолитографии. Острую алмазную иглу можно глубоко воткнуть практически в любой материал при приложении силы вдоль её оси, однако латеральный сдвиг иглы, находящейся под нагрузкой, приведет к её повреждению. Предлагаемый метод основан на быстрой поточечной индентации (прокалывании) при малом (5-20 нм) расстоянии между соседними точками.

Нанолитография на поверхности кремния

Эксперименты по проверке эффективности предлагаемого метода импульсной силовой нанолитографии (ИСНЛ) были выполнены с использованием атомно-силового микроскопа SmartSPM, АИСТ-НТ и зондов D300, SCDprobes. В качестве образца выбрана пластина кремния, поскольку для данного материала ранее было опубликовано наибольшее количество работ по силовой АСМ-литографии. Это дает возможность провести сопоставление результатов, полученных разными методами. На поверхности кремния методом ИСНЛ были сформированы решетки канавок с периодами от 30 до 100 нм, АСМ-изображения которых представлены на рисунках 1, 2.

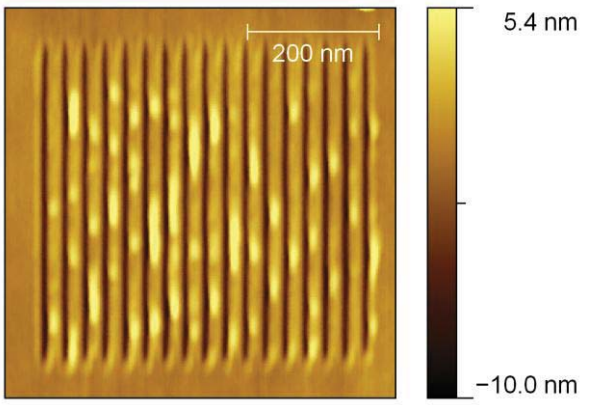


Рисунок 1. АСМ-изображение решетки с периодом 30 нм на поверхности кремния

Параметром, характеризующим разрешение в подобных экспериментах, является отношение R глубины канавки D (расстояние от первоначальной поверхности до дна) к ее ширине W (полная ширина на полуглубине). В известных работах по проца-

рапыванию кремния с помощью АСМ этот коэффициент составлял 0.1-0.3, то есть ширина существенно превышала глубину канавки.

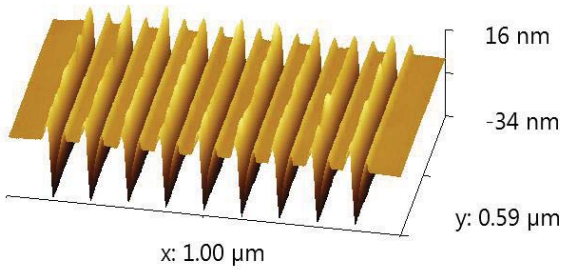


Рисунок 2. АСМ изображение фрагмента решетки с периодом 100 нм на поверхности кремния

В нашем случае для решетки с периодом 30 нм (рис. 1) глубина D = 5.1 нм, ширина W = 6.8 nm, отношение R = 0.75. Для решетки с периодом 100 нм (рис. 2) эти параметры составляют D = 31.8 нм, W = 13.9 нм, R = 2.3. Таким образом, метод ИСНЛ в комбинации с алмазными иглами имеет высокое разрешение и весьма эффективен для создания глубоко перфорированных наноструктур.

Нанолитография на поверхности металлов

Использование технологии ИСНЛ для обработки металлических поверхностей может представлять интерес с точки зрения создания устройств спинтроники, этот вопрос рассмотрен в докладе [2]. Еще одной областью применения, потенциально интересной с точки зрения плазмоники, может быть создание наноструктур на поверхности благородных металлов. На рис. 3 представлено оптическое изображение, полученное в скрещенных поляризаторах, решетки, вырезанной методом ИСНЛ на поверхности золота. Решетка состоит из 501 канавки длиной 50 мкм каждая, расположенных на расстоянии 100 нм друг от друга. Видно, что оптические свойства перфорированной области заметно изменились, что, вероятно, связано с возбуждением плазмонных колебаний. Подобная структура может быть аналогом подложки для детектирования поверхностно-усиленного рамановского рассеяния (SERS-подложки). В то же время, формирование структуры методом ИСНЛ позволяет легко менять период структуры непосредственно в процессе изготовления, меняя, таким образом, оптические свойства. На рис. 4 приведено оптическое изображение нескольких решеток с различными периодами от 50 до 200 нм. Каждая полоска на рисунке – это решетка из канавок длиной 2 мкм, расположенных поперек полоски. Полоски различаются периодом канавок и, как видно из рисунка, имеют разный цвет.

Автор благодарен П. Малышкину за предоставленные АСМ-зонды.

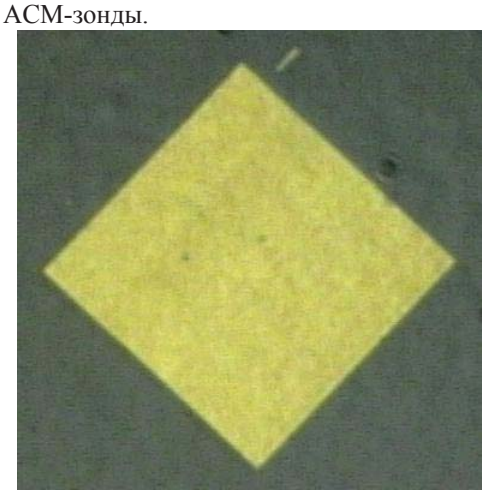


Рисунок 3. Оптическое изображение решетки 50x50 мкм с периодом 100 нм на поверхности золота

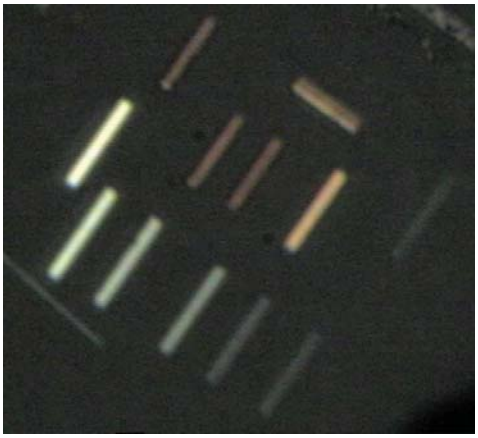


Рисунок 4. Оптическое изображение (75x68 мкм) решеток с различными периодами на поверхности золота

Литература

1. A. N. Obraztsov, P. G. Kopylov, B. A. Loginov et al. // Rev. Sci. Instrum. 81, 013703 (2010).

2. А. Г. Темирязев, М. П. Темирязева, Ю. В. Никулин, В. К. Сахаров. Нанолитография магнитных структур // Тезисы доклада в данном сборнике.

Неоптическая регистрация ближнеполевой картины излучения лазеров при сканировании зеркал зондом атомно-силового микроскопа

А. Н. Титков[1,3,*], М. С. Дунаевский[1], П. А. Алексеев[1,3], А. М. Монахов[1], A. Baranov[2], P. Girard[2], R. Teissier[2]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, ул.Политехническая, 28, Санкт-Петербург, 194021, Россия

2 Institut d'Electronique du Sud, Université Montpellier 2, Place Eugène Bataillon, Montpellier, 34095, France

3 Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

* Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru

В работе предложен зондовый метод, позволяющий визуализировать области выхода излучения из поверхности сколотых полупроводниковых лазеров с субволновым разрешением. Метод основан на детектировании в вакуумных условиях сдвига резонансной частоты зонда, связанной с нагревом кончика зонда излучением. В режимах лазерной генерации показано наличие сложной пространственной структуры мод у лазеров с модами шепчущей галереи.

Нашей группой был обнаружен эффект сдвига резонансной частоты АСМ-зонда ($\Delta\omega$) в вакуумных условиях при попадании на него света, выходящего из поверхности полупроводникового лазера [1]. Установлено, что сдвиг резонансной частоты линейным образом связан с интенсивностью светового потока $\Delta\omega \sim I$. Также показано, что при освещении резонансная частота уменьшается, то есть сдвиг частоты отрицательный.

На базе обнаруженного эффекта предложен новый сканирующий зондовый метод ближнепольного картирования распределения интенсивности $I(x,y)$ излучения, выходящего из поверхности полупроводниковых лазерных структур. Метод основан на детектировании сдвига резонансной частоты $\Delta\omega(x,y)$ (или сдвигов фазы колебаний $\Delta\varphi(x,y)$) АСМ-зонда. Обязательным условием реализации данного метода является работа в вакуумных условиях, так как это позволяет увеличить добротность колебаний зонда до достаточно высоких значений $Q \sim 10^4$, что делает возможным измерение малых частотных сдвигов. Новизна и преимущество данного метода заключаются в том, что для его реализации не требуется применение специальных оптоволокон и фотодетекторов.

Рассмотрены два возможных механизма для возникновения сдвига резонансной частоты: a) рассеяние света кончиком АСМ-зонда, b) поглощение света в АСМ-зонде. Рассеяние света на кончике зонда приводит к возникновению отталкивающей силы $F_{scattering}$ (давление света). Данная сила спадает с расстоянием зонд-поверхность, то есть возникает отличная от нуля z-производная силы $dF_{scattering}/dz$. Как известно, z-производная силы действует как поправка к коэффициенту жесткости АСМ-зонда $k^* = k - dF/dz$. Изменение коэффициента жесткости приводит к сдвигу резонансной частоты колебаний АСМ-зонда $\Delta\omega = -(\omega/2k)*dF/dz$. Для отталкивающей силы, связанной с рассеянием света, знак сдвига резонансной частоты будет положительным. То есть, рассеяние света должно приводить к увеличению резонансной частоты, что не наблюдается в эксперименте.

На данный момент основная модель, объясняющая данный эффект, – нагрев АСМ-зонда, вызванный поглощением света. Поглощение зонда вызывает его нагрев $\Delta T \sim I$, нагрев в свою очередь вызывает изменение линейных размеров (L – длина, t – толщина, w – ширина) АСМ-зонда $\Delta L/L = \alpha\Delta T$, $\Delta t/t = \alpha\Delta T$, $\Delta w/w = \alpha\Delta T$ и модуля Юнга зонда $\Delta E/E = \beta\Delta T$. Это в свою очередь приводит к изменению коэффициента жесткости АСМ-зонда и его резонансной частоты $\Delta\omega/\omega = 1/2(3\Delta t/t - 3\Delta L/L + \Delta w/w + \Delta E/E) = 1/2(\alpha + \beta)\Delta T$. Коэффициент температурной зависимости модуля Юнга для кремниевых зондов составляет величину $\beta \sim 10^{-4}\ K^{-1}$, что на два порядка превышает коэффициент линейного рас-

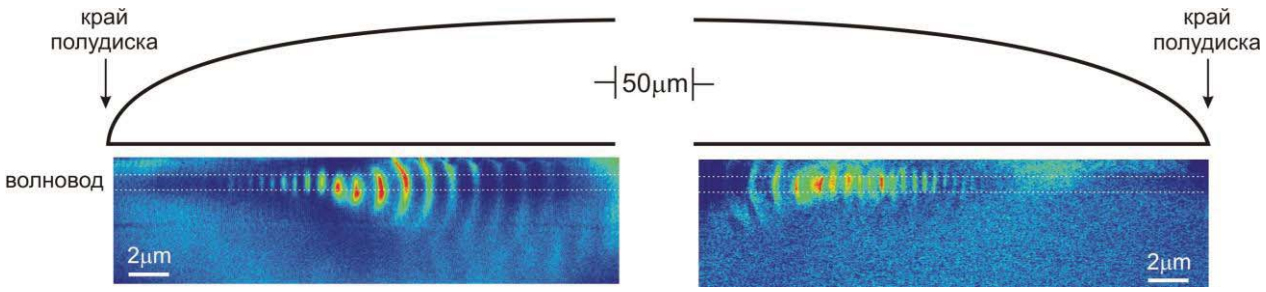


Рисунок 1. XY-карты светочувствительного сдвига частоты $\Delta\omega(x,y)\sim I(x,y)$, измеренные вблизи краёв рассеченного WGM-лазера на поверхности скола. Пунктиром обозначен волновод лазерной структуры

ширения $\alpha\sim10^{-6}$ K^{-1}. Таким образом, основной вклад в сдвиг резонансной частоты АСМ-зонда даёт температурная зависимость модуля Юнга материала зонда.

С помощью вышеуказанного метода были выполнены ближнепольные измерения на сколах инфракрасных (λ=2.1 микрона) полудисковых лазеров с модой шепчущей галереи (WGM-whispering gallery mode). Показано, что вблизи краёв полудиска присутствует сложная серия пятен светоизлучения WGM-моды, симметричная относительно центра рассеченного WGM-лазера (см. рис.1а). Можно сказать, что пятна излучения можно разделить на два типа: А) – «Вертикальные», разделенные расстояниями 0.5-0.7 микрона и локализованные внутри волновода и В) – «Дугообразные», разделенные расстоянием 1.15 микрона и выходящие за пределы волновода. При приближении к краю WGM-лазера расстояние между пятнами излучения несколько уменьшается. Визуализация областей излучения на сколе работающего полудискового WGM-лазера является, по-видимому, первым таким наблюдением, поэтому не всё пока детально ясно. На данный момент для объяснения наблюдаемой картины пятен излучения проводится численный расчет. На качественном уровне наличие нескольких пятен излучения на краях рассеченного WGM-диска можно объяснить тем, что радиальная структура WGM-моды описывается квадратом функции Бесселя высокого порядка $J_m^2(\rho)$ (где m – число длин волн, укладывающихся в длине дуги рассеченного диска, m ~ 150–200).

Для ряда пятен светоизлучения А-типа наблюдался экспоненциальный спад интенсивности с увеличением z – расстояния зонд-поверхность. Характерное значение длины затухания составляло величину d = = 0.1–0.2 микрона. Для пятен светоизлучения В-типа наблюдался более медленный спад интенсивности с увеличением z – расстояния зонд-поверхность. Данное наблюдение указывает на эванесцентный характер ряда наблюдаемых особенностей.

Детальное измерение узких пятен излучения показало, что латеральное разрешение метода составляет величину L < 150 нм. Субволновое разрешение (L < < 0.1λ) по-видимому связано с ближнепольным характером взаимодействия излучения с АСМ-зондом.

При выполнении измерений на сколах полосковых лазеров был также обнаружен эффект интерференции выходящей световой волны с волной, отраженной от кантилевера АСМ-зонда. В результате при расстояниях зонд-поверхность, равных, целому числу длин полуволн, возникало многократное усиление детектируемого сигнала. Это позволит в дальнейшем использовать данный эффект для повышения чувствительности при детектировании светоизлучения.

Литература

1. M. S. Dunaevskiy, P. A. Alekseev, A. N. Titkov et al. // Appl. Phys. Lett., V.103, 053120 (2013).

Атомно-силовая микроскопия в исследовании водородосодержащих сегнетоэлектрических кристаллов с периодической примесной ростовой структурой

А.Л. Толстихина[1, *], Н.В. Белугина[1], Р.В. Гайнутдинов[1], И.Ф. Кашевич[2], В.Н. Шут[3], С.Е. Мозжаров[3]

1 Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Ленинский пр-кт, 57, Москва, 119333.

2 ВГУ им. П.М. Машерова, Московский проспект, 33, Витебск, Беларусь, 210032.

3 Институт технической акустики НАН Беларуси, пр-кт Людникова, 13, Витебск, Беларусь, 210027.

*alla@ns.crys.ras.ru

Методом АСМ в режиме пьезоэлектрического отклика исследована регулярная доменная структура кристаллов TGS+Cr с профильным распределением примеси Cr^{3+}. Ростовые примесные периодические слои формируются не по всему объему кристаллов, а только на отдельных участках, вектор поляризации в которых имеет ненулевую составляющую в направлении нормали к граням роста. Домены разных знаков располагаются вдоль границы ростовых слоев различного примесного состава. Форма границ слоев роста определяется влиянием внутренних смещающих полей и спонтанной поляризации на процесс вхождения примеси в кристалл при его росте.

Введение

Исследования, проведенные в данной работе, связаны с современным направлением в физике сегнетоэлектрических кристаллов – разработке способов управления параметрами доменной структуры путем создания в растущем кристалле периодической полосчатой структуры с чередованием в определенном направлении слоев с повышенным и пониженным (либо беспримесным) содержанием примеси. Регулярная доменная структура возникает здесь как результат проявления микрозонарного строения примесной подструктуры. С экстремумами модуляции примеси связаны границы сегнетоэлектрических доменов. Кристаллы с такого рода неоднородностями растянутого типа обладают рядом фундаментальных особенностей, принципиально отличающих их от «обычных» кристаллов, и являются перспективными для целого ряда практических применений. Атомно-силовая микроскопия (АСМ) в данном случае выступает как уникальный инструмент для исследования дефектов структуры кристаллов и сегнетоэлектрических доменов в наномасштабе.

Методика эксперимента

Основным объектом исследования служили кристаллы TGS с профильным распределением примеси ионов хрома Cr^{3+}, выращенные в Институте технической акустики НАН Беларуси. Кристаллы получали путем периодического доращивания затравки в растворах разного состава – из номинально чистого и содержащего легирующую примесь ионов хрома (Cr^{3+}). На рис.1 приведена фотография выращенного кристалла TGS:Cr, на которой видны периодические слои роста с разной концентрацией примеси Cr^{3+}. Для изучения регулярной доменной структуры использовали метод нематических жидких кристаллов (НЖК) и АСМ. Двумя различными методами исследовали поверхность (010), полученную свежим сколом на воздухе при относительной влажности 35% и температуре 24°C. АСМ-измерения с использованием комплекса методик проводили в условиях чистой зоны «TRACPORE ROOM–05» и контролируемого искусственного климата на приборе NTEGRA Prima (НТ–МДТ). Доменную структуру изучали в режиме пьезоэлектрического отклика АСМ.

Результаты и обсуждение

В поляризационном микроскопе методом НЖК наблюдали контрастное изображение доменов в проходящем свете (рис. 1). Анализ изображений не позволил однозначно сделать вывод о формировании регулярной доменной структуры, т.к. примесные полосы кристалла являются более темными по сравнению с беспримесной областью и поворот поляризатора на 90° почти не изменяет их цвет. Переход от одного слоя к другому с иным примесным составом может сопровождаться как образованием извилистых доменных границ, так и границ между слоями, строго параллельных фронту роста кристалла.

Метод АСМ позволил в деталях исследовать регулярную доменную структуру и рельеф поверхности. В режиме пьезоотклика получены контрастные изображения доменов разного знака на полярной поверхности того же образца. На рис. 2а, б четко видны малые домены разных знаков (шириной 10-40 мкм), которые располагаются вдоль границы ростовых слоев (шириной ~200 мкм) различного примесного состава. Мы предполагаем, что различие в формировании переходных границ связано с влиянием внутренних смещающих полей на процесс вхождения примеси в кристалл при его росте. На рис.1 приведена схема, которая изображает направленное формирование полосчатой доменной структуры параллельно фронту роста кристалла. Если направление роста (перпендикулярное фронту роста и, в конечном счете, граням кристалла – на схеме 1, 2, 3) совпадает с направлением смещающих полей и вектора спонтанной поляризации P_S, то их влияние на вхождение примеси будет максимально. В этом случае следует ожидать появления плавных границ между примесными слоями. Однако этот вопрос подлежит дальнейшему изучению.

Установлено, что примесные периодические слои формируются не по всему объему кристалла TGS:Cr, а только на отдельных участках, вектор поляризации в которых имеет ненулевую составляющую в направлении нормали к граням роста. Исследование диэлектрических свойств косвенным образом указывает на реализацию регулярной доменной структуры на отдельных пирамидах роста.

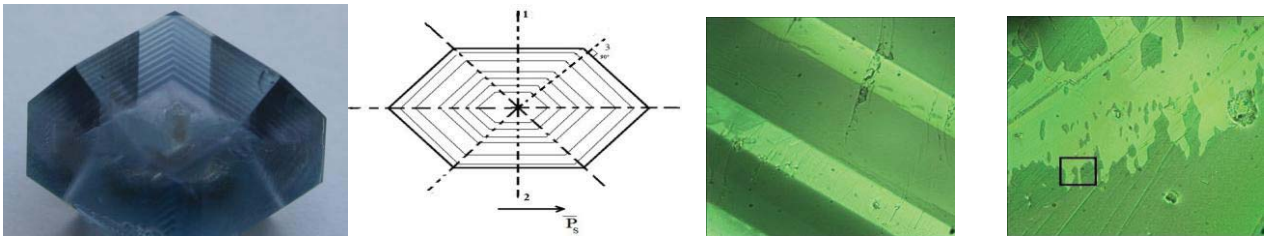


Рисунок 1. Кристалл TGS+Cr (размером около 30×30×20 мм) с периодической примесной ростовой структурой и схема формирования слоев роста (два рисунка слева), изображения регулярной доменной структуры кристаллов, полученные методом НЖК: (два рисунка справа) – различные пирамиды роста одного и того же кристалла. Плоскость (010). Ширина темных полос с большей концентрацией хрома ~ 200 мкм

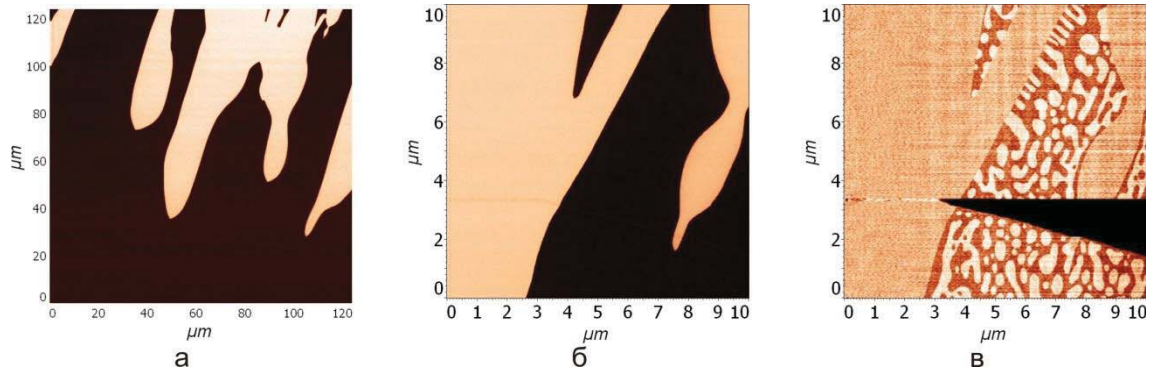


Рисунок 2. Изображение доменной структуры и рельефа поверхности кристаллов TGS:Cr: (а) – участок на границе примесных слоев (размером 120×120 мкм), примерно соответствующий приведенному в квадрате на рис.1 (крайний справа) (режим пьезоотклика АСМ); один и тот же участок (размером 10×10 мкм) внутри границы слоя с повышенной и пониженной концентрацией примеси (б) – доменная структура (режим пьезоотклика АСМ) и (в) – соответствующий рельеф поверхности

Изучение с помощью магнитно-силового микроскопа зависимости коэрцитивной силы ферромагнитных частиц от температуры

Т. Ф. Ханипов[1, *], А. А. Бухараев[1,2], Д. А. Бизяев[1], Н. И. Нургазизов[1], А. П. Чукланов[1]

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.
*timurkhanipov@gmail.com

Методом магнитно-силовой микроскопии экспериментально изучен процесс термоассистируемого перемагничивания массива частиц пермаллоя (Ni 78%, Fe 22%) при температурах от 300 до 700 К. Получены зависимости количества перемагнитившихся частиц от приложенного внешнего магнитного поля при различных температурах. Экспериментально зарегистрировано уменьшение коэрцитивной силы частиц с повышением температуры. Петли гистерезиса для отдельных частиц в массиве были получены с помощью магнитно-силовой микроскопии и моделирования с помощью программы OOMMF.

Введение

На сегодняшний день считается, что наиболее высокая плотность записи информации на магнитных носителях будет достигнута при использовании паттернированной среды в виде отдельно расположенных упорядоченных однодоменных ферромагнитных наночастиц. Для осуществления записи на таких структурах будет использован метод термоассистируемой магнитной записи (HAMR — Heat Assisted Magnetic Recording). HAMR — это запись с нагревом локальной области, которая должна быть перемагничена. В результате нагрева коэрцитивная сила ферромагнитного материала частицы уменьшается в 3-4 раза, поэтому необходимо меньшее магнитное поле для перемагничивания нужной частицы [1].

Для изучения коэрцитивных свойств ферромагнитных частиц при повышенных температурах может быть использован метод магнитно-силовой микроскопии (МСМ), который позволяет визуализировать остаточную намагниченность поверхности образца.

Материалы и методы

Для исследования температурной зависимости коэрцитивной силы ферромагнитных частиц был создан массив из 30 частиц пермаллоя (Ni 78%, Fe 22%) на подложке из SiO_2 модифицированным методом сканирующей зондовой литографии [2]. Латеральные размеры частиц лежали в интервале от 400x150 до 600x250 нм^2. Высота частиц составляла 15 нм. Для исследования процессов перемагничивания частиц была использована установка Solver HV. Установка позволяет получать АСМ и МСМ изображения, нагревать образец в условиях вакуума, а также прикладывать внешнее магнитное поле вдоль плоскости образца. МСМ измерения проводились зондами с магнитным покрытием марки NSC19/Co-Cr (MikroMasch). Использовалась однопроходная методика регистрации магнитно-силовых изображений, когда магнитный зонд микроскопа поднимается над поверхностью на заранее заданную высоту так, чтобы не происходило механического контакта зонда и поверхности в процессе сканирования. Это позволяло избежать перемагничивания частиц полем зонда.

Моделирование петель гистерезиса проводилось с помощью программы OOMMF. Также был проведен теоретический расчет зависимости коэрцитивной силы частиц от температуры, основанный на температурной зависимости намагниченности насыщения [3].

Результаты и обсуждения

Из МСМ изображений большинства частиц было видно, что они, в зависимости от приложенного поля, имеют только два состояния, характерные для однородно намагниченных частиц с ориентацией намагниченности вдоль длинной оси частицы. Соответствующая этой частице петля гистерезиса, построенная из анализа изменения ее МСМ изоб-

ражения (фазового контраста) после воздействия на частицу различных магнитных полей, имеет прямоугольную форму (рис. 1). Такие частицы мы обозначили как частицы типа «А».

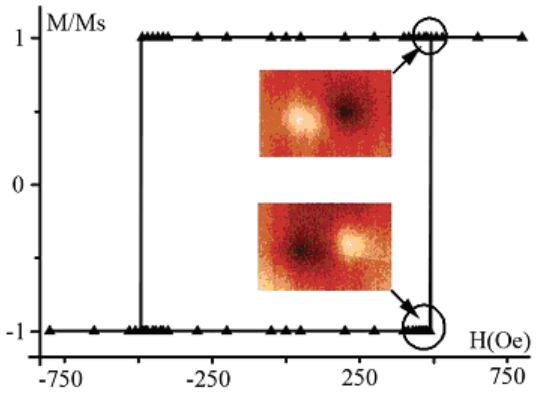


Рисунок 1. Экспериментально полученная петля гистерезиса одной частицы типа «А» и МСМ изображения состояний с противоположными намагниченностями

Однако для некоторых частиц при их перемагничивании наблюдалось промежуточное состояние, отличающееся от однородной намагниченности. На петлях гистерезиса это состояние соответствует неоднородной структуре остаточной намагниченности (рис. 2). Ступенька на петле гистерезиса такой частицы (ее обозначили как «В») обусловлена формированием в процессе перемагничивания в частице стабильного промежуточного состояния с низкой намагниченностью.

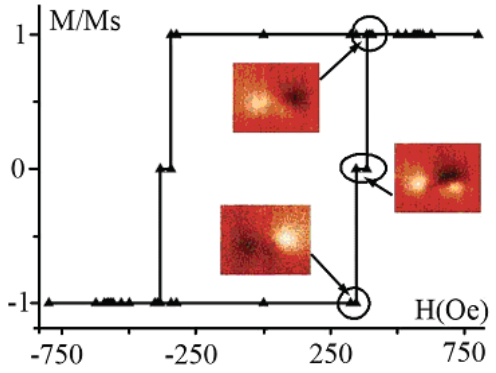


Рисунок 2. Экспериментально полученная петля гистерезиса для частиц типа «В» и МСМ изображения состояний с противоположными и промежуточной намагниченностями

Для анализа экспериментальных МСМ изображений использовалось моделирование процессов перемагничивания исследуемых частиц. На основании смоделированной с помощью OOMMF структуры намагниченности частицы, а также с помощью разработанной ранее программы «виртуальный магнитно-силовой микроскоп» [4] были построены модельные МСМ изображения для различного размера и формы как однородно намагниченных частиц «А», так и частиц «В» с неоднородной остаточной намагниченностью. Из сравнения экспериментальных и смоделированных МСМ изображений следует, что наблюдаемая неоднородная остаточная намагниченность обусловлена формированием вихревой структуры намагниченности в средней части частицы.

Для выбранных частиц из массива были построены экспериментальные и расчетные зависимости коэрцитивной силы от температуры (рис. 3).

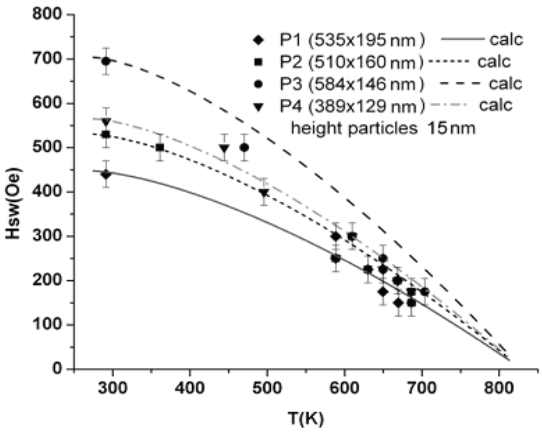


Рисунок 3. Зависимость поля переключения частиц от температуры. Линиями представлен расчет. Точками – экспериментальные данные

Таким образом, экспериментально показано и теоретически подтверждено уменьшение коэрцитивной силы частиц пермаллоя при повышении температуры от комнатной до 700 К.

Работа выполнена при частичной поддержке программы УМНИК.

Литература

1. Y. Inaba, H. Nakata, D. Inoue // Fuji Electric Review, V. 57, 42 (2011).

2. Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, Д. В. Лебедев, Н. И. Нургазизов, Т. Ф. Ханипов // Письма в ЖТФ, Т. 38, 8 (2012).

3. E. Martinez, L. Lopez-Diaz, L. Torres, C.J. Garcia-Cervera // Physica B, V. 372, 286 (2006).

4. Д. В. Овчинников, А. А. Бухараев // Журнал технической физики, Т.71, 8 (2001).

Спиновая структура интерфейса Графен/Pt для формирования спинового тока и индуцированного перемагничивания нанесенных на интерфейс ферромагнитных наноточек

А. М. Шикин[1,*], И. И. Климовских[1], А. А. Рыбкина[1], А. Г. Рыбкин[1], П. Н. Скирдков[2,3], К. А. Звездин[2,3], А. К. Звездин [2,3]

1 Санкт-Петербургский государственный университет, Ульяновская , 1, Петергоф , Санкт-Петербург, 198504.

2 Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

3 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

*ashikin@inbox.ru

Исследована электронная спиновая структура и соответствующие спин-зависимые дисперсионные зависимости Pt 5d и графеновых π состояний для графена, синтезированного на поверхности Pt(111). Показано аномально высокое спин-орбитальное расщепление π состояний для графена на уровне Ферми, формируемое вследствие гибридизации с Pt 5d состояниями. Предложено использовать данную спиновую структуру интерфейса Графен/Pt для формирования спинового тока со спиновой поляризацией, перпендикулярной импульсу электронов, обусловленной спин-обрительным взаимодействием. Проведены теоретические оценки величин формируемого спинового тока. При помощи микромагнитного моделирования было продемонстрировано эффективное перемагничивание магнитного слоя в системе NiFe/Графен/Pt.

Контролируемое управление намагниченностью в низкоразмерных системах без использования внешнего магнитного поля, основанное на комбинации эффектов обменного и спин-орбитального взаимодействий, привлекает в последнее время повышенное внимание исследователей в связи с изучением возможности создания нового поколения спиновых устройств памяти и квантовой логики [1]. Недавно была предложена перспективная идея использования для этих целей спиновых токов, формируемых в двумерных Рашба-системах, и эффектов индуцированного перемагничивания ферромагнитных наноточек, контактирующих с данными Рашба-системами. В частности, в работе [2] эта идея была применена к системе AlO_x/Co/Pt, где спиновый ток, формируемый вследствие структурной асимметрии на границах Co-слоя, индуцирует перемагничивание в Co вследствие спин-орбитального торк-эффекта. Было показано, что переключение намагниченности в низкоразмерных системах при использовании данного эффекта может быть более эффективным, чем переключение внешним магнитным полем, что открывает перспективы для создания спиновых электронных устройств меньших размеров и улучшенного энергопотребления.

В представляемой работе анализируется возможность использования спиновой структуры, формируемой на интерфейсе Графен/Pt, для создания спинового тока при приложении электрического поля или термоградиента с последующим перемагничиванием NiFe-наноточек, нанесенных на поверхность системы Графен/Pt [3].

На рис. 1a представлены дисперсионные зависимости Pt 5d и графеновых π состояний, измеренные в направлении ГК зоны Бриллюэна графена. На рис. 1b более детально представлена дисперсионная зависимость π состояний графена, измеренная в направлении перпендикулярно ГК в области точки K зоны Бриллюэна. Представленные рисунки свидетельствуют о линейности дисперсионной зависимости π состояний графена и расположении точки Дирака вблизи уровня Ферми. На рис. 1c представлен фотоэлектронный спектр со спиновым разрешением, показывающий, что взаимодействие графена с Pt 5d состояниями приводит к спиновому расщеплению π состояний графена ~80 мэВ на уровне Ферми. Т.е. в области уровня Ферми для интерфейса Графен/Pt имеется область с невырожденными дираковскими конусами

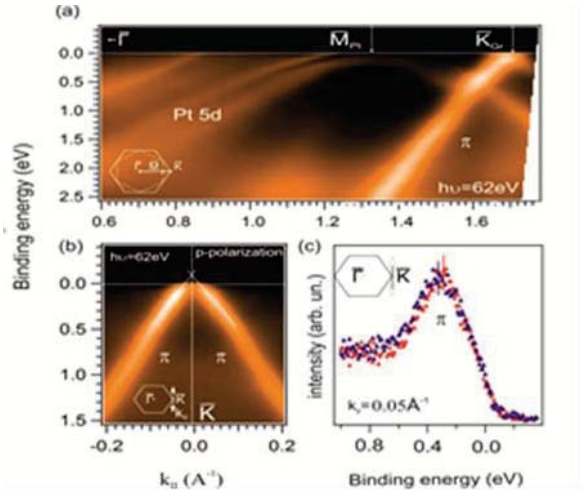


Рисунок 1. Дисперсионные зависимости π состояний графена и Pt 5d состояний для графена, синтезированного на поверхности Pt(111), измеренные вдоль – (a) и перпендикулярно – (b) ГК направлению зоны Бриллюэна; (c) – соответствующий фотоэмиссионный спектр со спиновым разрешением, измеренный в области точки K

π состояний, см. рис. 2a, что может быть использовано для создания спинового тока в данной системе.

Если приложить электрический или термический градиент вдоль интерфейса (например, в направлении k_x), это приведет к созданию в системе нескомпенсированного спинового тока, см. рис. 2b. При этом ориентация спинов в создаваемом токе будет строго перпендикулярна импульсу движущихся электронов, т.е. формируемый спиновый ток характеризуется высокой степенью спиновой селективности.

Данный спиновый ток со спиновой поляризацией в плоскости интерфейса Графен/Pt и перпендикулярно своему направлению создает эффективное внутреннее магнитное поле, которое может индуцировать процесс перемагничивания в (Ni-Fe) наноточках, расположенных на интерфейсе Графен/Pt, за счет спин-орбитального взаимодействия. Схематическая конструкция, позволяющая осуществлять перемагничивание (Fe-Ni) при помощи спинового тока, создаваемого на интерфейсе Графен/Pt, представлена на рис. 2c. Направление спинового тока и спиновой поляризации в зависимости от приложенного электрического или термического градиента в данной конструкции показаны на рис. 2c.

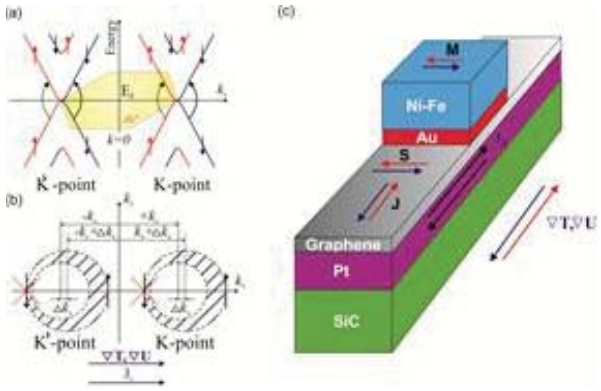


Рисунок 2. Схематическое представление спиновой структуры интерфейса Графен/Pt с большим спин-орбитальным расщеплением π состояний в области уровня Ферми – (a) и различие во вкладах в формируемый спиновый ток электронов с противоположным направлением импульса – (b) при приложении электрического или термоградиента; (c) – схематическая конструкция спинового устройства для перемагничивания (Ni-Fe) наноточек за счёт спинового тока через интерфейс Графен/Pt

Проведенные оценки величины спинового тока, формируемого на интерфейсе Графен/Pt, с учётом экспериментально наблюдаемого расщепления π состояний графена ~80 мэВ показывают, что отношение спинового тока к полному току может быть оценено как 0.015, что сравнимо с традиционными системами на основе спинового эффекта Холла.

Микромагнитное моделирование, проведенное в работе на основе спиновой структуры системы, показало, что индуцированное при этом эффективное внутреннее магнитное поле достаточно для перемагничивания (Ni-Fe) наноточек с типичными размерами. Т.е. данные эффекты действительно могут являться основой спиновых электронных устройств на основе графена, управляющих намагниченностью ферромагнитных наноточек без использования внешнего магнитного поля.

Литература

1. S. D. Bader et al. // Annu. Rev. Cond. Mater. Phys. 1, 71 (2010).
2. I. M. Miron et al. // Nature Materials. 9, 230 (2010).
3. A. M. Shikin et al. // ArXiv:1312.6999 (2013).

Mechanisms of single molecule manipulation on solid state surfaces in STM

Yu. E. Shchadilova[1,*], Sergei G. Tikhodeev[1,2], Magnus Paulsson[3,2], Hiromu Ueba[2]

1 A. M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Science, Moscow, 119991, Russia

2 Division of Nanotechnology and New Functional Material Science, Graduate School of Science and Engineering, University of Toyama, Toyama, 930-8555 Japan

3 Department of Physics and Electrical Engineering, Linnaeus University, 391 82 Kalmar, Sweden

* y.shchadilova@gmail.com

The comprehensive analysis of the processes behind a single acetylene molecule manipulation on the Cu(001) surface [Stipe et al. // Phys. Rev. Lett. 81, 1263 (1998)] is presented. By means of the Keldysh-Green function approach we study the rates of the vibrational modes generation. In combination with DFT calculations we obtain realistic parameters and reproduce the experimental rotation rate of acetylene isotopologues on the Cu(100) surface as a function of bias voltage and tunneling current. We show that three different elementary processes, the excitation of C-H stretch, the overtone ladder climbing of the hindered rotational mode, and the combination band excitation together explain the rotation of the acetylene molecule on Cu(100).

Introduction

Tunneling electrons from the tip of a scanning tunneling microscope (STM) can be used as an atomic size source of electrons for electronic and vibrational excitations and to manipulate individual atoms and molecules in a controlled manner across a surface. The work on acetylene $C_2H(D)_2$ rotation on the Cu(001) surface [1] is the first comprehensive and systematic experiment on a single adsorbate manipulation made in combination with STM inelastic electron tunneling spectroscopy (STM-IETS). However, notwithstanding the important role of this pioneering work in gaining insight into the vibrationally mediated motions and reactions of single molecules with STM (see, e.g., Ref. [2] and references therein), the mechanisms of the single acetylene molecule rotation by STM have not been previously understood.

Elementary processes

The rotation of acetylene isotopologues on Cu(001) demonstrates many peculiar features. First of all there are the lower and higher thresholds at the bias voltage around 240–250 mV and 360 mV for the acetylene rotation, and seemingly only a single threshold at 275 mV for the deuterated acetylene rotation. While it is easy to assign the higher threshold to the C–H(D) stretch vibrational mode, the lower threshold and its absence in case of deuterated acetylene has not been previously discussed explicitly. Secondly, the crossover from linear (single electron process) to nonlinear (two-electron process) dependencies of the rotation rate of the C_2H_2/Cu(001) with increasing tunneling current has not been understood previously. This nonlinearity becomes more pronounced with increasing the bias voltage. This is in contrast to the so-called coherent ladder climbing where reaction rate as a function of current approaches to a linear one with the increase of bias voltage [3].

Recently we have shown [4,5] that for the acetylene isotopologues on Cu(001) the rotational probability can be divided into three partial processes

$$R(V) = R_A(V) + R_B(V) + R_C(V), \qquad \text{(f1)}$$

where the rates $R_A(V)$ and $R_B(V)$ are, respectively, the one- and two-electron processes with a higher threshold V < 360 mV, and $R_C(V)$ is the one-electron combination band process, initiated via inelastic emission by tunneling electron of a pair of acetylene on Cu(001) vibrational excitations. The processes are schematically shown in Fig. 1.

The mechanism of the energy transfer to the reaction coordinate mode being separated on the partial processes (f1) can be analysed as following. The linear partial process is the one-electron process of the direct excitation over the reaction coordinate (RC) barrier. It can be written as a linear function of the C–H(D) stretch mode generation rate [6]

$$R_A(V) = A\Gamma_{iet}(\Omega_h, V). \qquad \text{(f2)}$$

Another possibility for the energy transfer is an anharmonic interaction of the CH stretch mode with the reaction coordinate mode. In the simplest case this can be

described as a cubic coupling. The calculations using the Keldysh-Green function approach together with analysing the Pauli master equations shows that the rotation rate is

$$R_B(V) = B\Gamma_{iet}^2(\Omega_h, V). \quad \text{(f3)}$$

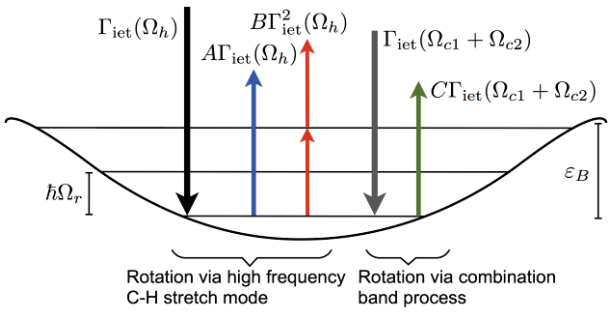


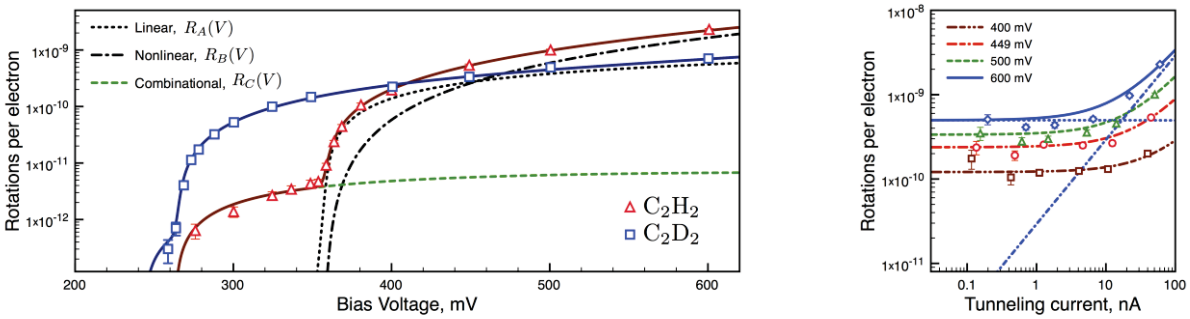
Figure 1. Schematics of the acetylene rotation processes. Thick down-directed arrows are the high-energy C-H stretch mode excitation and combination band excitation by tunneling electrons. Thin up-directed and twofold arrows stand for the rotation initiation via single and two electron processes, i.e., terms and in Eq. (f1), respectively

For the description of the low energy threshold we propose the process which involves a simultaneous combination band [7] generation of two coherent phonons. The analysis of this mechanism using the Keldysh-Green's functions shows that the total coherent phonon excitation rate takes the form of a single-phonon excitation rate [6], where a single vibrational frequency is simply replaced by the sum of two vibrational frequencies. This gives for the reaction rate, instead of Eq. (f2),

$$R_C(V) = C\Gamma_{iet}(\Omega_{c1}+\Omega_{c2}, V). \quad \text{(f4)}$$

Using the combination of the DFT calculations of the vibrational modes of the adsorbed molecules and estimation of the coupling coefficients between the vibrational modes (for details see Ref. [5]), allowed us to describe thoroughly and to explain the dependencies of the rotational rates of the acetylene isotopologues on Cu(001) as a functions of bias voltage and tunneling current, see Fig. 2.

This work was supported in part by the Russian Ministry of Education and Science and the Russian Academy of Sciences. H. U. was supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research (Grants No. S-21225001 and No. B-1834008) from Japan Society for the Promotion of Science (JSPS).



(a) (b)

Figure 2. The rotation yield per electron (a) as a function of bias voltage for C_2H_2 and C_2D_2 on Cu(001) surface and (b) as a function of tunneling current for C_2H_2/Cu(001). Symbols are the experimental data from Ref. [5]. Partial processes are shown with short dashed, dash-dotted and dashed lines, respectively. Solid lines correspond to the sum of all partial processes. (b) Lines are calculated results for different bias voltages: V = 400, 449, 500, 600 mV. Thin dash-dotted lines are the linear and nonlinear contributions to the rotational yield for V = 600 mV

References

1. B.C. Stipe, M.A. Rezaei, and W. Ho // Phys. Rev. Lett., V. 81, 1263 (1998).
2. H. Ueba, S.G. Tikhodeev, B.N.J. Persson // «Current-Driven Phenomena in Nanoelectronics», edited by T. Seideman (Pan Stanford Publishing Pte. Ltd.), Chap. 2, 26 (2011).
3. G.P. Salam, M. Persson, R.E. Palmer // Phys. Rev. B, V. 49, 10655 (1994).
4. Y.E. Shchadilova, S.G. Tikhodeev, M. Paulsson et al. // Phys. Rev. Lett., V. 111, 186102 (2013).
5. Y.E. Shchadilova, S.G. Tikhodeev, M. Paulsson et al. // arXiv:1312.7113 (2013).
6. T. Kumagai, A. Shiotari, H. Okuyama et al. // Nat. Mater., V. 11, 167 (2012).
7. P. Jakob and B. N. J. Persson // J. Chem. Phys., V. 109, 8641 (1998).

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Химико-механическое полирование (ХМП) материалов для твёрдотельной электроники

А. С. Артёмов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991.

artpoliofan@mail.ru

Введение

Из всех современных способов полирования поверхности твёрдотельных материалов включая большое число постоянно дополняющих их методических приёмов, приспособлений и установок только способ ХМП удовлетворяет требованиям получения высокосовершенных по геометрическим и структурным свойствам поверхности изделий с высокой производительностью. Основа ХМП: материал, композиция, полировальник и установка [1]. Различают три вида ХМП: травитель на полировальнике (ХМП 1), микрокристаллические частицы и травитель на полировальнике (ХМП 2) и химически активные композиции аморфных нанометровых частиц оксидов на полировальнике (ХМП 3) или colloidal silica.

Данное сообщении посвящено результатам исследований и разработок технологии ХМП 3 применительно к решению проблем твёрдотельной электроники.

Результаты и обсуждение

Для ХМП 3 установлено следующее.

1. В основе удаления материалов с поверхности лежат химические процессы, протекающие по электрохимическим механизмам у полупроводников и металлов и по ионно-обменным механизмам – у диэлектриков. Твёрдые частицы удаляют продукты химических реакций.

2. Полирование возможно только при выполнении физико-химического принципа локализации в атомном масштабе одновременного воздействия химических и механических факторов в условиях оптимальных технологических режимов для данного типа полировальника и станка. В противном случае преобладание одних факторов над другими приводит к образованию на поверхности макро- или микродефектов, характерных для механического или химического полирования (травления).

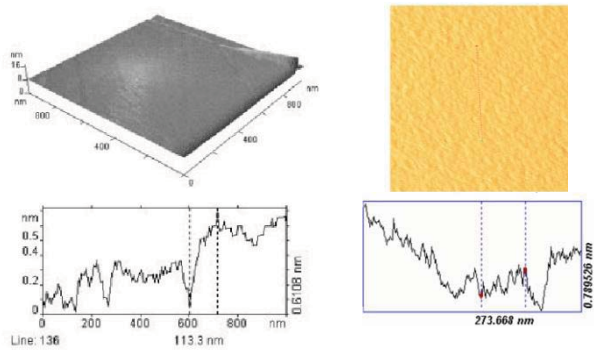
3. Важную роль играют коллоидно-химические свойства композиций: размер, фазовое состояние [2], концентрация, форма и химическая природа частиц; вязкость, агрегативная и седиментационная устойчивость дисперсий в водных и водно-органических жидких средах во всём диапазоне pH = 1-14 при разных концентрациях специфических травителей.

4. ХМП подвергаются материалы, отличающиеся электропроводностью, структурой (кубическая, гексагональная или др. сингония), химическим составом, механическими и химическими свойствами, способами получения, формой и размерами. Наилучшие результаты после ХМП 3 получены на наиболее совершенных (бездислокационных или малодислокационных) монокристаллах, не имеющих блоков, двойников, пор, свилей, включений, доменной структуры, внутренних трещин и других макродефектов; ростовые дислокации и точечные дефекты не выявляются. Поликристаллы (сплавы), кристаллы с зонами и кластерами поликристаллов, аморфные материалы (стёкла) также эффективно полируются этим методом.

5. Полированные поверхности кристаллов имеют следующие характеристики: шероховатость rms, R_a, R_z 0,1-0,5 нм (метод АСМ); плоскостность изделий диаметром 3-150 мм от 0,5 до 5N (прибор Zygo и др.); аморфизация поверхности 2-3 – 20 нм (метод РОР); толщина оксидных слоёв ≈ 3 нм (эллипсометрия, электронография); отсутствие микро- и наноцарапин (дислокаций обработки) по данным ПЭМ, СЭМ; отсутствие нарушенных мехобработкой

слоёв (рентгеновская топография, рефлектометрия); химическая чистота, приемлемая для последующих процессов эпитаксии, напыления, термического окисления, атомного наслаивания и др.

6. ХМП прошла широкую апробацию и применяется в кремниевой электронике для производства многоуровневых УСБИС (ХМП исходных пластин и ХМ планаризация по поверхности диэлектриков и металлических соединений на пластинах диаметром 200 и 300 мм); в квантовой электронике при обработке лазерных мишеней из материалов, излучающих в видимой, ИК и УФ областях спектра; в опто-, акусто-, пьезо-, СВЧ-электронике и др.



а б

Рисунок 1. АСМ изображения и сечения рельефа поверхности кристаллов после ХМП: а – Si (111), б – SiC (0001), в – Cu (111)

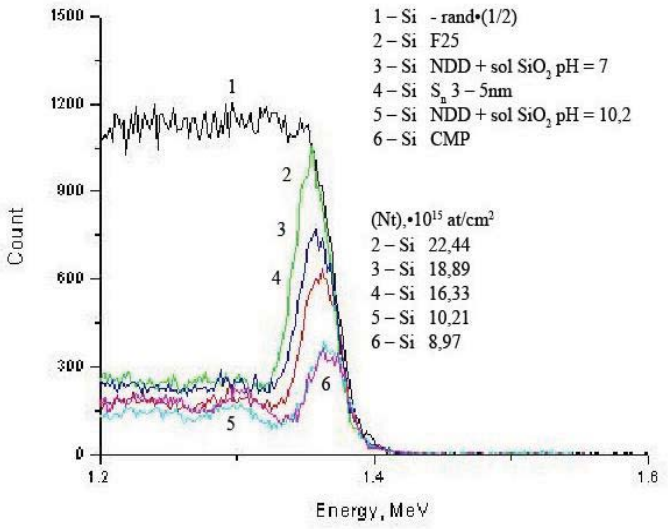
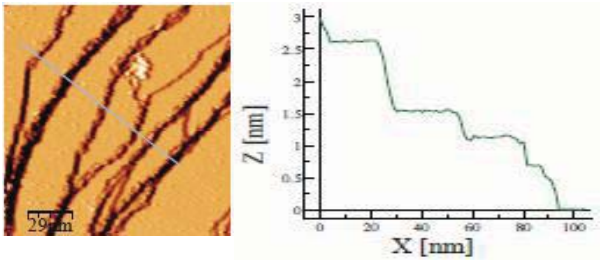


Рисунок 2. Спектры РОР ионов He^+ поверхностью Si (111) после различных способов полирования

7. Дан анализ современных технологий механической обработки и полирования поверхности изделий из материалов для рентгеновской оптики. Сформулированы задачи и предпосылки их решения с помощью технологии ХМП 3. Приведены некоторые результаты применения данной технологии для ХМП стекла К8, плавленого и кристаллического кварца, металлических моно- и поликристаллов, ряда других кристаллов. Даны результаты изучения геометрических характеристик поверхности и приповерхностной структуры различными методами, которые указывают на перспективность работ в этом направлении.



в

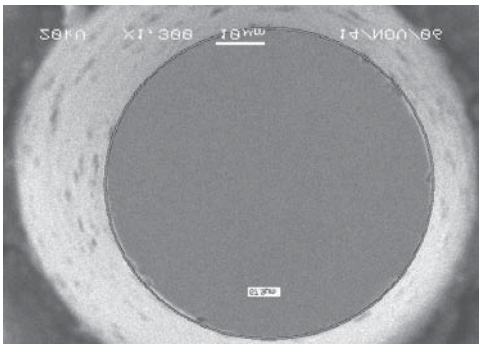


Рисунок 3. СЭМ изображение поверхности конуса и плоской площадки с шероховатостью σ < = 0,5 нм Mo электрода диаметром 93 мкм, полученного полированием композициями детонационных наноалмазов

Литература

1. Артёмов А.С. Химико-механическое полирование материалов // Российские нанотехнологии, 2011, т. 6, № 7-8, с. 54-73.

2. Артёмов А.С. Наноалмазы для полирования // Физика твёрдого тела, 2004, т. 46, № 4, с. 670-678.

Новый алгоритм расчета закона движения зоны травления относительно образца для формирования поверхностей заданной формы

А. Д. Ахсахалян [*], **И. М. Нефедов**

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
* akh@ipm.sci-nnov.ru

Предложен новый закон движения зоны травления относительно образца для формирования поверхностей заданной формы. Компьютерное моделирование показало, что предложенный алгоритм, по сравнению с ранее используемыми, позволяет значительно повысить точность получения поверхности заданной формы. Проведены эксперименты, показавшие хорошее совпадение формы стравленной поверхности с результатами моделирования.

Введение

В последние годы в ИФМ РАН интенсивно развивается одна из разновидностей метода реактивного ионно-лучевого травления (РИЛТ), обеспечивающая возможность формирования зоны травления (ЗТ) в виде узкой (1 мм) длинной (60 мм) полосы (рис.1). Такая зона травления является удобным инструментом для создания цилиндрических поверхностей заданной формы [1] и поверхностей в форме сектора фигур вращения [2]. Компьютерное моделирование процесса травления позволяет определить оптимальные параметры процесса. Моделирование основано на минимизации среднеквадратичного отклонения формы стравленной и расчетной поверхностей, т.е. на поиске минимума функционала

$$\Phi=\frac{\alpha}{L^3}\int f^2(x)dx+\frac{1-\alpha}{L}\int f'^2(x)dx,$$

где $f(x)=D(x)-\sum_j t_j v(x-x_j)$, $D(x)$ - отклонение направляющей исходной поверхности от расчетной, t_j - время травления и $v(x-x_j)$ - распределение скорости травления в точке x_j, L - длина области травления, параметр α позволяет оптимизировать как саму направляющую стравленной поверхности ($\alpha=1$), так и ее производную ($\alpha=0$).

В работе [3] рассматривались следующие модели закона движения ЗТ относительно образца: $t_j=\gamma\left(D(x_j)\right)^{\delta}$ ($\delta=1$ - первая модель, $\delta\neq1$ - вторая модель). Здесь параметр γ определялся из минимизации функционала Ф, а параметр δ во второй модели находился путем подбора.

В этой работе предлагается третья модель – t_j задается в виде

$$t_j=\gamma\left(D(x_j)-kD''(x_j)\right). \qquad (1)$$

Параметр γ находится из условия минимума функционала Ф, а оптимальное значение параметра k находится путем подбора.

Численное моделирование

В работе рассматриваются две одномерные задачи, которые лежат в основе методик [1, 2]. Первая задача – преобразование плоской поверхности в поверхность, в которой в сечениях, перпендикулярных оси *z*, получаются дуги окружности (рис. 1a). Причем отклонение локальной производной направляющей стравленной поверхности от расчетной производной (окружности) не должно превышать $T'<5*10^{-4}$ радиан. Вторая задача – удаление избыточного материала, лежащего над пунктирной кривой, являющейся направляющей расчетной цилиндрической поверхности (рис. 1b). Зона травления шириной *w* с распределением скорости травления *v(x)* в виде функции Гаусса перемещается в направлении *x* по закону движения 1,2 или 3.

Обозначим отклонение направляющей стравленной поверхности от расчетной $T=T(x)$. На рис. 2 приведено отклонение локального угла от расчета $T'(x)$, рассчитанное по моделям 2 и 3. Расчетный радиус окружности R = 4 мм, длина области травления L = 6 мм.

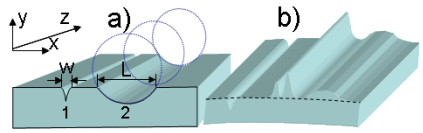


Рисунок 1. Схема травления: a) – фигуры вращения, b) – коррекция цилиндрической поверхности. 1- зона травления неподвижного образца

Видно, что во всем рабочем диапазоне (L-w) точность модели 3 почти на 3 порядка (в 500 раз) превосходит точность модели 2.

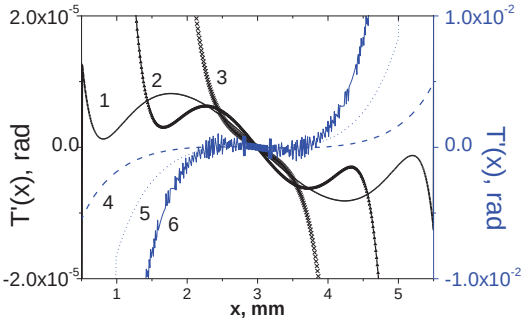


Рисунок 2. Отклонение производной стравленного профиля от расчета. Кривые 1,4; 2,5; 3,6 рассчитаны при ширине зоны травления w = 1, 2 и 3 мм соответственно. Кривые 1,2,3 (шкала слева) рассчитаны по модели 3, кривые 4,5,6 (шкала справа) – по модели 2

Отличие второй задачи от первой состоит в том, что кривизна функции $D(x)$ может менять знак. В качестве модели $D(x)$ была выбрана в виде раздвоенного пика с провалом до нуля (кривая 1, рис. 3). Из рис. 2 видно, что при расчете по модели 3 даже при ширине w=1.5 мм, равной ширине отдельного пика, происходит эффективное сглаживание поверхности. При w=0.5 мм величина $T(x)$, рассчитанная по модели 3, почти на 2 порядка меньше, чем рассчитанная по модели 1 (кривые 4, 5).

Эксперимент

Чтобы убедиться в правильности работы программы, были проведены эксперименты по вытравливанию профиля 1 (рис. 3,4). Неподвижный образец травился в течение времени τ, далее измерялся профиль $h(x)$ (кривая 2, рис. 4) и рассчитывалась зависимость $v_r(x)=h(x)/\tau$. По зависимости $v_r(x)$ рассчитывались оптимальные параметры γ и k, из выражения (1) определялся закон движения и рассчитывался профиль, полученный после травления по моделям 1 и 3 (кривые 3 и 5, рис. 4). Далее по рассчитанному закону движения проводилось травление по моделям 1 и 3 и измерялся профиль травления (кривые 4 и 6, рис. 4). Все измерения профилей травления проводились в ЦКП ИФМ РАН с помощью контактного профилометра модели 130 («Завод Протон- МИЭТ»). Из рис. 4 видно, что рассчитанные и измеренные профили совпадают с хорошей точностью, что свидетельствует о правильности работы программы и эффективности предложенной модели. Видно также, что профиль, полученный по модели 3, практически совпадает с расчетным профилем.

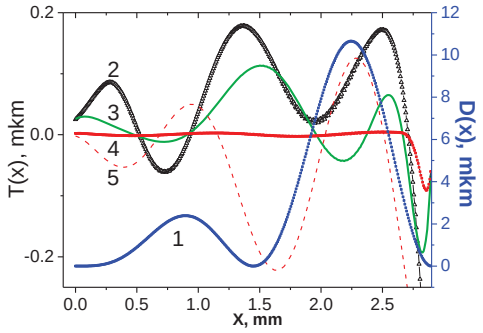


Рисунок 3. Отклонение направляющей исходной цилиндрической поверхности $D(x)$ (кривая 1, правая шкала) и стравленной $T(x)$ (кривые 2-5, левая шкала) от расчета. Кривые 2;3;4,5 рассчитаны при w=1,5, 1 и 0,5 мм. Кривые 2-4 рассчитаны по модели 3, кривая 5 – по модели 1

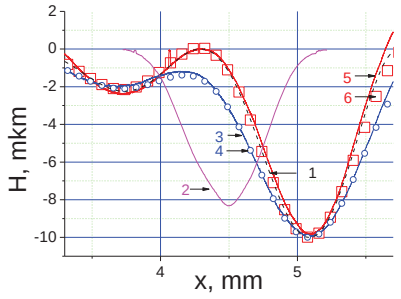


Рисунок 4. 1 - расчетный профиль $D(x)$; 2 - измеренный профиль зоны травления $h(x)$; стравленный профиль $T(x)$: 3, 5 – рассчитанный с учетом $h(x)$ и 4, 6 - измеренный на профилометре

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 13-02-97040 р_поволжье_а.

Литература

1. А.А. Ахсахалян и др. // Известия РАН. Сер. физическая. 2012. Т. 76, № 2. С. 196-198.

2. А.А. Ахсахалян и др. // Известия РАН. Сер. физическая. 2014. Т. 78, № 1. С. 86-89.

3. А.Д. Ахсахалян, И.М. Нефедов // Матер. Совещания « Рентгеновская оптика-2010». Черноголовка, 2010 г. С. 95-97.

Localized electromagnetic modes in periodical structures

V. A. Belyakov

Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences, 142432, Chernogolovka, Moscow region.

bel@landau.ac.ru

A brief survey of the investigations on the localized electromagnetic modes (edge modes (EM) [1, 2] and defect modes (DM) [1, 3]) for various wavelength ranges (from optical to X-Ray) in different periodical structures of natural and artificial origin and original results related to the analytic approach to the theory of the EM and DM and their manifestations in linear and nonlinear optics are presented. We present a study of the problem for an optical wave length and then discuss the specific of the results for the X-Ray range.

Introduction

The problem of electromagnetic waves localization in layers of periodic media is common for any wave length of radiation. However best of all it is studied for the optical wave length range [1]. Some essential effects as the lowering of lasing threshold or the enhancement of absorption in the layer due to this localization were revealed and observed [2–4]. We present a study of the X-Ray localization in crystals and in layers of periodic media [5, 6] referring to the corresponding results known for the optical wave length range [1–3]. The structures for EM and DM are schematically presented at Figs. 1 and 2, respectively.

General approach

The localized solutions of the boundary problems shown schematically at the Figs. 1 (EM) and 2 (DM, d is the defect layer thickness) are found and shown that localized solutions exist at discreet frequencies ω_L located outside of the stop band (at the minima of reflection coefficient, see Fig.3) for EM and inside of the stop band for DM (see [2, 3] where the used here dimensionless frequency is determined). The corresponding dispersion equations are obtained which in the general case have to be solved numerically. In the cases of thick periodic layers the dispersion equation solutions may be found and the mode lifetime, i.e. the imaginary parts of the localized mode frequency $\mathrm{Im}\omega_L=\Delta\omega_L$ ($1/\Delta\omega_L$ is the lifetime, where Δ is a small parameter), are given by the following expressions $\Delta = -2\Omega(n\pi)^2/(\delta L\tau/4)^3$ for EM and $\Delta = -(8/3\pi)(p/L)\times$ $\times\exp[-\pi\delta(L/p)]$ for DM [2,3], where δ is the normalized amplitude of the dielectric constant modulation in periodic structure, L is the periodic structure layer thickness, $\tau = 4\pi/p$ is the reciprocal lattice vector of the periodic structure, p/2 is the structure period, and n is the integer number.

The reflection (transmission) coefficient for DM reveals minimum (maximum) at the DM frequency inside of the stop band (Fig.4) with the position determined by the ratio d/p [3].

To take into account the absorption or amplification in the active media one has to take into the consideration the imaginary addition to the dielectric constant ε , i.e. to assume $\varepsilon = \varepsilon_0(1+i\gamma)$ with positive and negative γ for absorbing and amplifying media. An anomalously strong absorption of radiation happens at the EM and DM frequencies (Fig.5).

In a general case to find the lasing threshold γ one has to solve numerically the dispersion equations for EM and for DM, respectively, relative to γ [2,3]. In the case of thick layers γ corresponding to the lasing threshold for DFB lasing may be found analytically [2,3]:

$\gamma = -\Omega(n\pi)^2/(\delta L\tau/4)^3$ for EM and

$\gamma = -(4/3\pi)(p/L)\exp[-\pi\delta(L/p)]$ for DM.

Low-threshold lasing in optics at the frequency of localized modes was experimentally observed [1].

Specific of short wave length modes

For X-Ray localized modes there is an essential specific, in particular, due to strong absorption of radiation in the X-Ray wave length range so the typical localized mode properties are smeared. However there is an option to restore the localized mode properties imposing conditions of the well known in X-ray diffraction Borrmann effect (suppression of absorption).

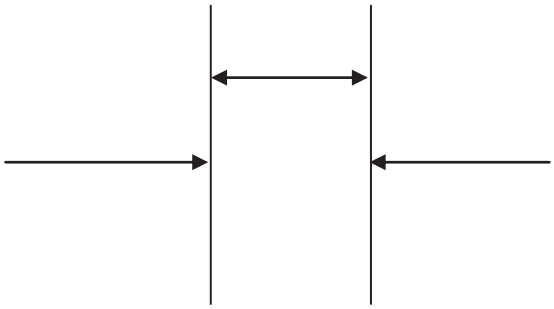


Fig. 1. Schematic of EM structure

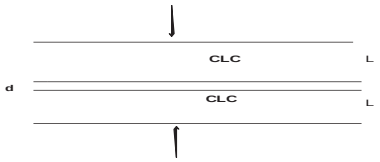


Fig. 2. Schematic of DEM structure

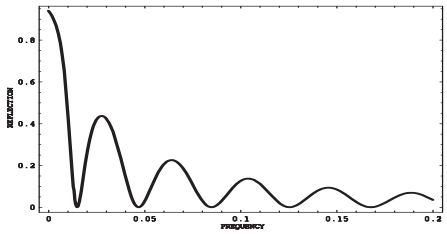


Fig. 3. Reflection spectrum of EM close to the stop band

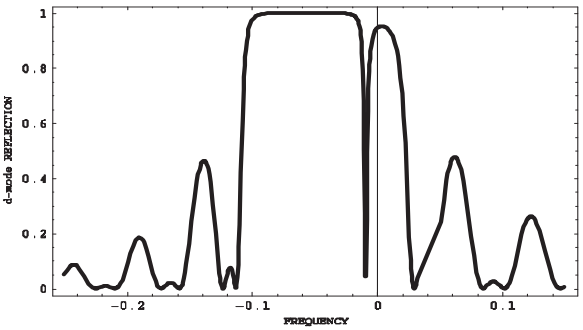


Fig. 4. Reflection for DM including the stop band

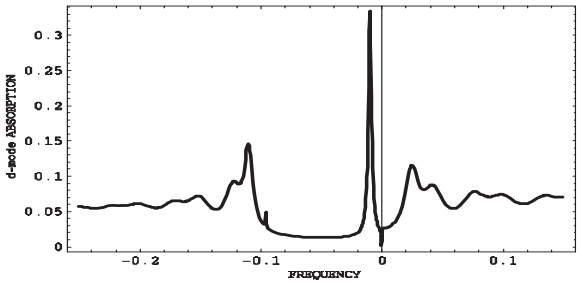


Fig. 5. Absorption spectrum of DM (and EM)

The Figs. 6, 7 demonstrate revealing of the Borrmann effect for locally anisotropic absorption in a spiral periodic medium in reflection and absorption, respectively. The estimates [5, 6] show that for natural crystals the most appropriate for the X-Ray localized modes observations are light elements with perfect crystal structure, e.g. diamond. For more heavier elements the hopes for localized modes observations may be connected with the Borrmann effect. In particular, for Mossbauer radiation [7] the corresponding approach may allow to increase the localized mode life-time [6] up to the values exceeding the inner conversion Mossbauer lifetime.

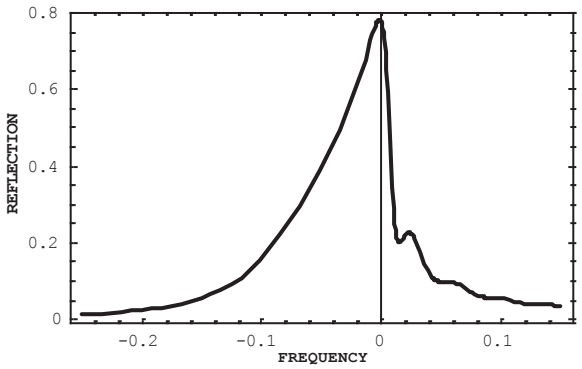


Fig. 6. Borrmann effect in reflection for EM (see Fig.1)

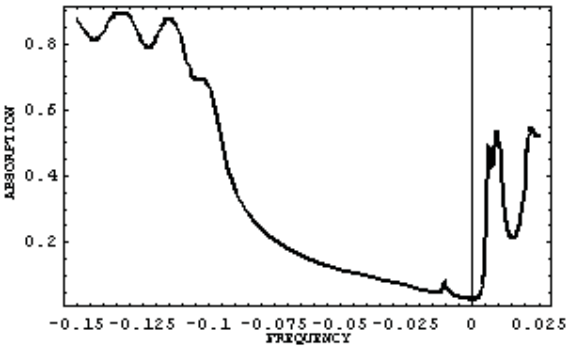


Fig. 7. Borrmann effect in absorption for DM (see Fig.2)

The work is supported by the RFBR grants 12-02-01016-a, 14-02-00104-a and 14-02-90008-Bel-a.

References

1. V.I . Kopp, Z.-Q. Zhang, and A.Z. Genack // Prog. Quant. Electron, V. **27, n 6,** P. 369 (2003).

2. V.A. Belyakov, S.V. Semenov // JETP, **109**, 687 (2009).

3. V.A. Belyakov and S.V. Semenov // JETP, **112**, 694 (2011).

4. V.A. Belyakov, A.A. Gevorgian, O.S. Eritsian and N.V. Shipov // Zhurn. Tekhn. Fiz., **57**, 1418(1987).

5. V.A. Belyakov, N. Kaputkina // Proceedings of XIV International Symposium on Nanophysics and Microelectronics, Nizhnii Novgorod, V. 2, p. 327 (2010).

6. V.A. Belyakov // Proceedings of XVII International Symposium on Nanophysics and Microelectronics, Nizhnii Novgorod, V. 1, p. 268 (2013).

7. G.V. Smirnov, U. van Burk, A.I. Chumakov, A.Q.R. Baron, and R. Ruffer // Phys. Rev. B 55, 5811 (1997).

Сульфониевые и иодониевые соли как фотогенераторы кислот в химически усиленных фоторезистах

С. А. Булгакова[1,*], И. В. Спирина[1], Е. В. Скороходов[2], Н. Н. Салащенко[2]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр.Гагарина, д. 23, корп.5, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*sbulg@mail.ru

Получены данные, подтверждающие, что большей чувствительностью как к ДУФ излучению, так и к электронному лучу обладают химически усиленные резисты с сульфониевыми солями. Основной вклад в чувствительность фоторезиста вносит не столько квантовый выход кислоты, сколько ее активность. Высказано предположение, что более низкая термостабильность иодониевых солей по сравнению с сульфониевыми является одной из причин худшей чувствительности к излучению содержащих их фоторезистов. .

Введение

Развитие современной микроэлектроники связано с достижением минимальных размеров элементов на уровне 22 нм и менее. Наиболее перспективными для решения этой задачи считаются химически усиленные резисты. Их главное достоинство состоит в высокой чувствительности к экспонирующему излучению, поскольку один фотохимический акт вызывает каскад химических превращений в пленке резиста при последующем прогревании. Для реализации этого механизма необходимо, чтобы, во-первых, полимерная матрица имела кислото-лабильные группы, и, во-вторых, в композиции должен присутствовать фоточувствительный генератор кислоты (ФГК). В качестве последних наиболее широко используются дифенилиодониевые и трифенилсульфониевые соли. Они вносят большой вклад в литографические характеристики фоторезиста, поэтому выявление закономерностей их влияния является актуальной задачей.

Цель данной работы состояла в сопоставлении эффективности функционирования иодониевых и сульфониевых солей в химически усиленных резистах при формирования изображения.

Методика эксперимента

В качестве полимерной матрицы использовали *тер*-сополимеры изоборнилакрилата (ИБА) с метилметакрилатом (ММА) и метакриловой кислотой (МАК) состава 53:27:20 мас.% и *трет*-бутоксикарбонилоксистирола (ТБОК) с ММА м МАК состава 70:10:20 мас.%, соответственно. Методики синтеза сополимеров, получения резистов на их основе и литографических испытаний описаны нами ранее [1]. ДУФ-экспонирование резистов осуществляли с помощью эксимерной KrCl лампы с длиной волны 222 нм (изготовитель ООО «Эксилампы», г. Томск).

Фотолиз исследуемых солей проводили при облучении ртутной лампой (254 нм) в кварцевой кювете. За ходом процесса следили спектрофотометрически на спектрофотометре СФ-2000 по уменьшению оптической плотности в спектрах поглощения растворов солей в области максимумов. Квантовый выход фотопревращения рассчитывали как отношение начальной скорости расходования соли к удельной интенсивности поглощенного излучения [2].

Термогравиметрический анализ (ТГА) выполнен на приборе TG209F1 фирмы «Netzsch Geratebau» (Германия) по стандартной методике Software Proteus Netzsch со скоростью нагревания образца 5°C/мин в среде аргона.

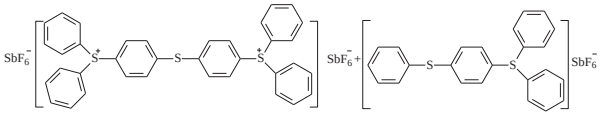
Результаты и обсуждение

Изображение в химически усиленных резистах формируется в три этапа. На первом этапе происходит фотолиз ФГК с образованием молекул кислоты, на втором – постэкспозиционном прогревании – гидролиз кислото-лабильных групп полимера, в результате чего полимер становится полярным и растворимым в водном растворе основания. И, наконец, третий этап заключается собственно в

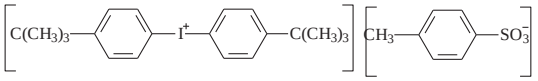
проявлении изображения. В данной работе в качестве проявителя использовали тетраметиламмоний гидроксид (ТМАГ). Фотогенераторами кислоты служили иодониевые и сульфониевые соли следующего строения:

1. Трифенилсульфоний трифлат (ТФСТФ) $Ph_3S^+CF_3SO_3^-$

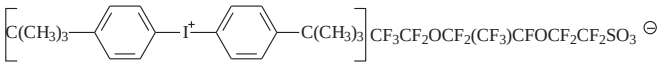
2. UVI 6974: 90% + 10%



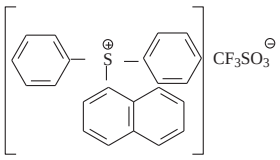
3. Бис(4-*трет*-бутилфенилиодоний) *n*-толуолсульфонат (ИОС-1)



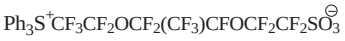
4. Бис(4-*трет*-бутилфенилиодоний)-3,6-диокса-перфтор-4-трифторметилоктансульфонат (ФИС)



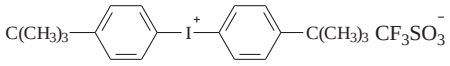
5. 1-нафтил-дифенил-сульфоний трифлат (НСТФ)



6. Трифенилсульфоний-3,6-диокса-перфтор-4-трифторметил-октансульфонат (ФСС)



7. Бис(4-*трет*-бутилфенилиодоний) трифлат (ИОС-2)



Результаты исследований чувствительности фоторезистов на основе сополимера ТБОК-ММА-МАК с 8% ФГК и сополимера ИБА-ММА-МАК с 5% ФГК представлены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1. Влияние сульфониевых солей на чувствительность фоторезистов к ДУФ (222 нм)

Резист	Чувствительность, мДж/см²			
	6974	ТФСТФ	НСТФ	ФСС
ТБОК-ММА-МАК	4	4	8	1
ИБА-ММА-МАК	600	2	6	6

Влияние ФГК на чувствительность фоторезистов на основе сополимера ТБОК-ММА-МАК к электронному лучу (30 кэВ) представлено ниже:

	ТФСТФ	6974	ИОС-2	ФИС	НСТФ	ФСС
Q, мкКл/см²	18	> 100	80	40	40	24

Таблица 2. Влияние иодониевых солей на чувствительность фоторезистов к ДУФ (222 нм)

Резист	Чувствительность, мДж/см²		
	ИОС-1	ИОС-2	ФИС
ТБОК-ММА-МАК+8%ФГК	24	4	8
ИБА-ММА-МАК+5%ФГК	600	–	22

Самый важный вывод состоит в том, что закономерности влияния ониевых солей на чувствительность фоторезиста изменяются при переходе к другой полимерной матрице и излучению. Ониевые соли имеет смысл сравнивать, когда они имеют одинаковый хромофор (катион) или одинаковый анион (образующуюся кислоту). Среди изученных ФГК таковыми являются ФИС – ФСС, ИОС-2 – ТФСТФ и ряд ИОС-1 – ИОС-2 – ФИС. В первом ряду ФСС явно чувствительнее, чем ФИС, во втором ряду лидерские позиции занимает ТФСТФ, т.е. независимо от типа полимерной матрицы и вида излучения, сульфониевые соли более эффективны, чем иодониевые несмотря на то, что генерируемая кислота в каждом из рядов одинакова. В ряду иодониевых солей самыми чувствительными ФГК оказались ФИС и ИОС-2, хотя квантовый выход расходования этих солей при облучении составил 0.11 и 0.14, соответственно, против 0.25 для ИОС-2. В данном случае образуются разные по строению и активности фотокислоты. Так, из ИОС-2 генерируется самая слабая кислота, что и приводит к низкой чувствительности фоторезиста несмотря на ее высокий квантовый выход. Из полученных данных можно заметить также, что иодониевые соли в целом придают фоторезистам худшую чувствительность, что может быть связано с их меньшей термостабильностью по сравнению с сульфониевыми солями. Так, ТГА-исследования ИОС-1 показали, что соль начинает разлагаться при температуре 150°C, в то время как все сульфониевые соли термически стабильны вплоть до 300°C.

Литература

1. С.А. Булгакова, М.М. Джонс, А.Е. Пестов и др. // Микроэлектроника, Т.42. № 3, 206 (2013).

2. Дж. Калверт, Дж. Питтс. Фотохимия. М.: Мир, 1968. 662 с.

Влияние временной когерентности поля излучения рентгеновских источников на пространственную когерентность пучков и импульсов

В. А. Бушуев

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, ГСП-2 Москва, 119992.
vabushuev@yandex.ru

Проведен анализ изменения функции пространственной когерентности в зависимости от времени и длины когерентности излучения источника, расстояния до источника и его размера. Показано, что с увеличением расстояния степень временной когерентности источника начинает влиять на форму функции пространственной когерентности в плоскости наблюдения. При этом ее форма отличается от исходного гауссова вида и зависит от выбора точки в поперечном сечении рентгеновского пучка или импульса.

Введение

Из теоремы Ван Циттерта-Цернике [1] следует, что длина пространственной когерентности (ДПК) излучения $\rho_{VCZ} = \lambda_0 z/\pi r_0$ растет с увеличением расстояния z и с уменьшением размера источника r_0, λ_0 – длина волны. Именно по этой причине происходит модернизация ряда каналов источников СИ с целью увеличения их длины и уменьшения поперечных размеров электронных банчей, а длина каналов рентгеновских лазеров на свободных электронах (РЛСЭ) и SPring8 достигает 1 км.

Выражение для ρ_{VCZ} было получено для полностью некогерентного, т. е. δ-коррелированного в пространстве, и монохроматического источника. В [2-6] эта теорема была обобщена на случай источника с произвольной ДПК включая учет искривления начального волнового фронта [2, 4, 6].

В [7] было отмечено, что с увеличением расстояния от δ-коррелированного источника неполная временная когерентность поля его излучения начинает влиять на пространственную когерентность, и получена оценка соответствующего критического расстояния $z_{cr1} \approx (k_0 r_0)^2 c\tau_c/4$, где τ_c – время когерентности, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. В [4, 6] было показано, что с увеличением длины канала РЛСЭ исходно плохая временная когерентность импульсов ($\tau_c \sim 0.2$ фс, т. е. $\Delta E/E \sim 10^{-3}$) может «испортить» изначально высокую степень пространственной когерентности. Для типичных параметров РЛСЭ $z_{cr1} \geq 1$ км [6].

В настоящей работе представлены результаты теоретического анализа трансформации функции пространственной когерентности (ФПК) в зависимости от расстояния, от размера, ДПК и времени когерентности излучения источника. Показано, что форма ФПК отличается от исходного гауссова вида и зависит от выбора точки в поперечной плоскости.

Теория

Пусть в плоскости источника $z = 0$ задано поле $E(x, 0, t) = A(x)B(t)\exp(-i\omega_0 t)$, где $A(x)$ и $B(t)$ - медленно меняющиеся и в общем случае случайные амплитуды. Поле в плоскости z

$$E(x,z,t) = \iint A(q)B(\Omega)\exp[i(qx + k_z z - \omega t)]dqd\Omega\,, \quad (1)$$

где $A(q)$ и $B(\Omega)$ – фурье-амплитуды, $k_z = (k^2 - q^2)^{1/2}$, $k = \omega/c$, $\omega = \omega_0 + \Omega$. Зависимость k_z от Ω и q приводит к влиянию временной когерентности на пространственную. В отличие от $E(x, 0, t)$, поле в плоскости z уже нельзя представить в виде произведения функций, зависящих только от x и от t. В параксиальном приближении для амплитуды поля (1) в плоскости z получим следующее выражение:

$$A(x,z,t) = \int G(x - x')A(x')B(t - z/c - \Delta t)dx', \quad (2)$$

где $G(\xi) = (i\lambda_0 z)^{-1/2}\exp(i\pi\xi^2/\lambda_0 z)$, $\Delta t = (x - x')^2/2cz$. Для гауссова источника с гауссовой статистикой $A(x) = \exp[-(x^2/2r_0^2)(1 + i\alpha_0)]a(x)$, где среднее $\langle a(x)\rangle = 0$, $\langle a(x)a^*(x+\rho)\rangle = \exp(-\rho^2/\rho_0^2)$, ρ_0 – ДПК, функция временной когерентности $\langle B(t)B^*(t+\tau)\rangle = \exp(-\tau^2/\tau_c^2)$, τ_c – время когерентности. В итоге для интенсивности $I(x,z) = \langle|A|^2\rangle$ и ФПК в плоскости z получим, что $I(x, z) = (1/M)\exp(-x^2/r_1^2)$ и $\gamma(\rho, x) = \exp(-\rho^2/\rho_{eff}^2)$, где

$$\rho_{eff}(\rho, x; \tau_c) = \rho_1/[1 + \rho_1^2(2x + \rho)^2/l^4]^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь $r_1=r_0M$, $\rho_1=\rho_0M$, $M(z)=[(1+\alpha_0D)^2+D^2+2DF]^{1/2}$, $D=\lambda_0z/2\pi r_0^2$, $F=\lambda_0z/\pi\rho_0^2$, $l=(2c\tau_cz)^{1/2}$. ФПК (3) является неоднородной, т. е. помимо разности координат ρ она зависит и от x. Угловая расходимость излучения $\Delta\theta_0=(\lambda_0/2\pi r_0)[1+\alpha_0^2+4(r_0/\rho_0)^2]^{1/2}$ [2, 6].

Результаты и обсуждение

Если x=0, то ДПК $\rho_c^2(z)=(2\rho_1^2/\beta)[(1+\beta)^{1/2}-1]$, где $\beta=4(\rho_1/l)^4$. Для источника с высокой степенью временной когерентности ($\tau_c\to\infty$) ДПК $\rho_c\to\rho_1\propto z$ [4, 6]. В случае же источника с широким спектром ($\tau_c\to 0$) ДПК $\rho_c\to l\propto z^{1/2}$. Влиянием неполной временной когерентности на пространственную можно пренебречь на расстояниях $z\le z_{cr}$, где длина z_{cr} определяется из условия β = 1 (при D, F >> 1):

$$z_{cr}=(k_0r_0)^2c\tau_c/4[1+(1+\alpha_0^2)(\rho_0/2r_0)^2]. \qquad (4)$$

Из (4) следует, что длина z_{cr} уменьшается с уменьшением размера источника r_0 и времени когерентности $\tau_c=2/\Delta\Omega$, где ΔΩ - ширина спектра. Для слабо когерентного источника с $\rho_0 << r_0$ $z_{cr}\approx z_{cr1}=0.5k_0r_0^2(\omega_0/\Delta\Omega)$ [4, 6, 7]. Отметим также, что расстояние z_{cr} резко уменьшается с увеличением ДПК $\rho_0 >> r_0$: $z_{cr}=4z_{cr1}(r_0/\rho_0)^2/(1+\alpha_0^2) << z_{cr1}$.

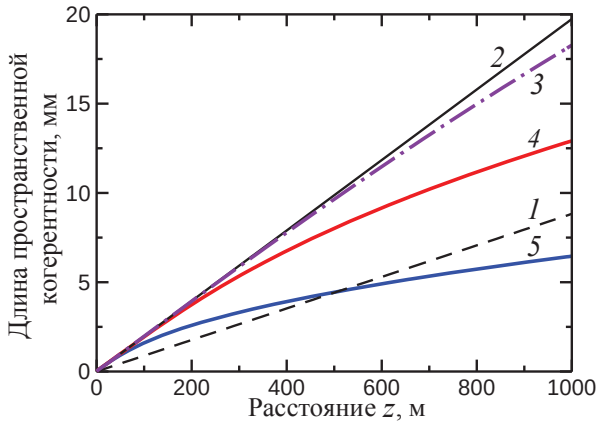


Рисунок 1. Зависимость длины пространственной когерентности от расстояния. ρ_{VCZ} - кривая *1*, ρ_1 - *2*, ДПК ρ_c при w = 0.05% (*3*), 0.2% (*4*), 1% (*5*); r_0=15 мкм, ρ_0=60 мкм, α_0 = 0.

Степень пространственной когерентности источника можно характеризовать также интегральной величиной $\eta=\xi/(4+\xi^2)^{1/2}$, где $\xi=\rho_0/r_0$ и $0\le\eta\le1$ [5]. Если, например, λ_0=0.16 нм, r_0=15 мкм, ρ_0=60 мкм (η=0.9) и $\Delta\Omega/\omega_0$ = 0.2% (FWHM) [5, 8], то критическое расстояние $z_{cr}\approx$ 280 м, что много меньше $z_{cr1}\approx$ 1.4 км.

Из рис. 1 видно, как с уменьшением времени когерентности τ_c, т. е. с увеличением ширины спектра $w=\Delta\Omega/\omega_0$, уменьшаются ДПК $\rho_c(z)$ и критическое расстояние z_{cr}. В центре пучка (x = 0) ФПК является симметричной (рис. 2, кривая *2*), однако спадает с ростом |ρ| быстрее, чем $\gamma_1(\rho)=\exp(-\rho^2/\rho_1^2)$ для монохроматического источника (кривая *1*). С приближением к краям пучка ФПК становится асимметричной (*3*), более узкой и даже двугорбой (*4*, *5*).

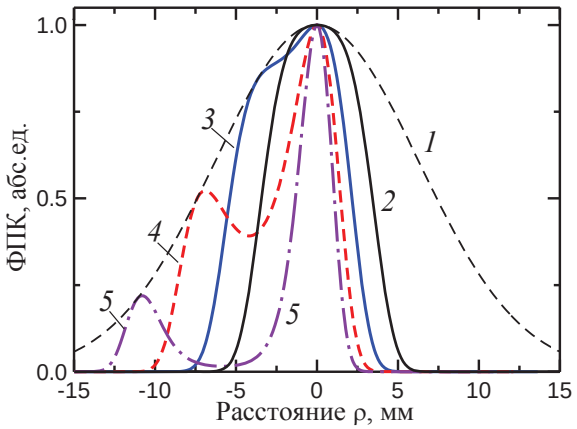


Рисунок 2. ФПК при различных значениях координаты x. $\gamma_1(\rho)$ – кривая *1*, $\gamma(\rho, x)$ при x/r_1 = 0 (*2*), 0.25 (*3*), 0.5 (*4*), 0.75 (*5*); $r_0=\rho_0$ = 10 мкм, w = 1%, z = 1000 м.

Итак, в работе получено аналитическое выражение для ФПК на произвольном расстоянии от источника с произвольной временной и пространственной когерентностью. С практической точки зрения важно то, что на больших расстояниях ДПК достаточно велика - порядка нескольких мм, что превышает размеры большинства исследуемых объектов.

Литература

1. P. H. Van Cittert // Physica, V. 1, 201 (1934); F. Zernicke // Physica, V. 5, 785 (1938).
2. В. А. Бушуев // Матер. XI Симп. “Нанофизика и наноэлектроника”, 333 (2007); В. А. Бушуев // Известия РАН. Сер. физ., Т. 73, 56 (2009).
3. R. Cerbino // Phys. Rev. A, V. 75, 053815 (2007).
4. V. A. Bushuev, L. Samoylova // Nucl. Instr. Meth. A, V. 635, S19 (2011).
5. I. A. Vartanyants, A. Singer // New J. Physics, V. 12, 035004 (2010).
6. В. А. Бушуев, Л. Самойлова // Кристаллография, Т. 56, 876 (2011).
7. В. Н. Курашев, А. В. Кисиль, Ю. В. Хорошков // Квантовая электроника, Т. 3, 5 (1976).
8. Th. Tschentscher // XFEL EU TN-2011-001 (2011).

Измерение дифракционной эффективности элементов рентгеновских спектрогелиографов для космической аппаратуры КОРТЕС

Е. А. Вишняков[1, *], С. Ю. Зуев[2], Д. Г. Либерзон[3], С. В. Шестов[1, §]

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, 141700.
*juk301@mail.ru, §sshestov@gmail.com

Измерены эффективности пяти плоских отражательных дифракционных решёток в рабочих порядках дифракции на двух длинах волн 190 Å и 304 Å. Геометрия измерений соответствует схемам спектрогелиографов космической аппаратуры КОРТЕС, в которых планируется использовать лучшие из измеренных решёток.

Введение

Аппаратура космического эксперимента КОРТЕС разрабатывается в ФИАН и включает в себя рентгеновский спектрометр с широким спектральным диапазоном 0.5 – 15 кэВ и 6 приборов для телескопических и спектроскопических наблюдений солнечной короны в мягком рентгеновском (МР) и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазонах спектра.

В настоящее время ФИАН имеет успешный опыт проведения подобных экспериментов (аппаратура СПИРИТ [1] на спутнике КОРОНАС-Ф, 2001 – 2005 гг. и эксперимент ТЕСИС [2] на космическом аппарате КОРОНАС-ФОТОН, 2009 г.) Запуск эксперимента КОРТЕС сейчас запланирован на 2016 г.

В составе комплекса научной аппаратуры КОРТЕС планируется использовать три МР-ЭУФ телескопа и три спектрогелиографа для различных диапазонов длин волн в едином блоке (рисунок 1). Все телескопы построены по оптической схеме Ричи и Кретьена, а их рабочий спектральный диапазон определяется типом многослойных покрытий используемых МР-ЭУФ многослойных зеркал (195 Å для Al/Zr, 304 Å для Si/B_4C/Mg/Cr, и 584 Å Mo/Mg).

В данной работе основным объектом исследований были диспергирующие элементы спектрогелиографов, поэтому их рассмотрим более детально.

Схемы спектрогелиографов

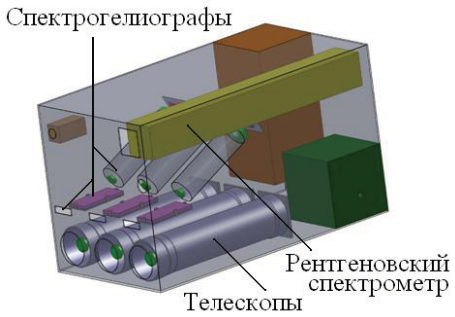


Рисунок 1. Схема космической аппаратуры КОРТЕС

Основными составляющими каждого спектрогелиографа являются плоская отражательная дифракционная решётка (ДР), фокусирующее периодическое или апериодическое МР-ЭУФ многослойное зеркало (МЗ), тонкоплёночный фильтр (Al/Si или Al/Sc) и детектор на основе ПЗС-матрицы CCD backside-illuminated фирмы E2V (рисунок 2).

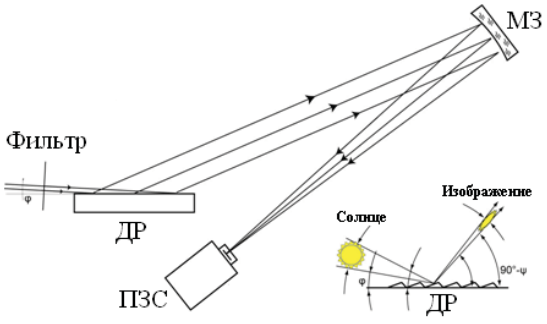


Рисунок 2. Оптическая схема спектрогелиографов

Геометрия космических экспериментов подразумевает наличие одновременно пространственного и спектрального разрешения в спектрогелиограммах по взаимно перпендикулярным направлениям. При этом пространственное разрешение в плоскости дисперсии прибора теряется при сжатии изображений солнечного диска в этом направлении из-за сильного отличия углов падения и дифракции. Три разрабатываемых спектрогелиографа отличаются рабочими спектральными диапазонами (170 – 210, 240 – 280 и 280 – 330 Å) и, следовательно, немного отличаются углами дифракции.

Лабораторные измерения дифракционной эффективности

Диспергирующими элементами всех разрабатываемых спектрогелиографов являются плоские отражательные дифракционные решётки с золотым покрытием. В данной работе измерялись дифракционные эффективности пяти отражательных ДР фирмы Newport, выполненных на стеклянных пластинах 40×40×10 мм. Исследуемые решётки отличаются периодом и формой штриха (частота штрихов 3600, 1800 или 1200 штр./мм, одна из решёток имеет угол блеска ≈7°).

Для сравнения дифракционной эффективности исследуемых решёток измерения проводились на двух монохроматических каналах 190 Å и 304 Å, что соответствует двум из трёх интересующих нас спектральных диапазонов. Зная дифракционные эффективности на этих длинах волн, можно путём численной интерполяции получить эффективности решёток в оставшемся диапазоне, например, по программе Л. Горая PCGrate [3].

Геометрия лабораторных экспериментов повторяла схему всех спектрогелиографов КОРТЕС: скользящий угол падения МР излучения $\varphi \approx 2°$, а угол дифракции зависит от длины волны и изменяется в пределах 20 – 30° (угол скользящий). В случае ДР 3600 штр./мм рабочим дифракционным порядком является $m = -1$, для 1800 штр./мм $m = -2$ и для 1200 штр./мм $m = -3$. Таким образом, угол дифракции не зависит от выбора решётки.

Дифракционная эффективность каждой из решёток измерялась при двух ориентациях ДР, отличающихся поворотом на 180°. Измерения проходили на гониометре внутри вакуумной камеры (рисунок 3).

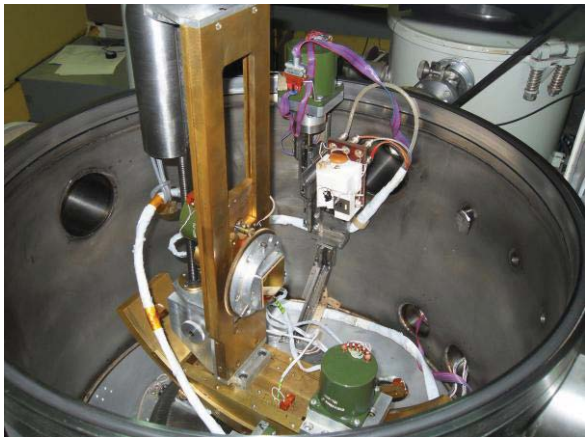


Рисунок 3. Гониометр для углового сканирования (в центре гониометра закреплена исследуемая ДР)

Результаты измерений собраны в таблице 1. Дифракционная эффективность решёток рассчитывалась как отношение интенсивности МР излучения, дифрагированного в рабочий порядок дифракции, к интенсивности падающего пучка. Измерения были проведены при двух углах падения φ: 1.5° и 2.0°, при этом скользящие углы дифракции равны 21.4° для λ = 190 Å и 27.1° для λ = 304 Å. Результаты хорошо соответствуют расчётам, проведённым по программе [3]. Решётки с наиболее высокими значениями дифракционной эффективности планируется использовать в лётных схемах спектрогелиографов космической обсерватории КОРТЕС.

Таблица 1. Измеренные дифракционные эффективности исследуемых ДР на разных длинах волн и при разных φ.

Длина волны λ	**λ = 190 Å**		**λ = 304 Å**	
Угол падения φ	**φ = 1.5°**	**φ = 2.0°**	**φ = 1.5°**	**φ = 2.0°**
ДР1 (3600 штр./мм)	2.5%	2.8%	1.8%	2.0%
ДР2 (1800 штр./мм)	1.9%	2.2%	1.6%	1.7%
ДР3 (1200 штр./мм)	1.7%	2.0%	1.3%	1.6%
ДР4 (1200 штр./мм)	2.0%	2.2%	1.6%	1.9%
ДР5 (1200 штр./мм), с углом блеска	6.8%	8.5%	2.1%	2.7%

Литература

1. I.A. Zhitnik, S.V. Kuzin, I.I. Sobel'man et al. // Solar System Research, V. 39, 442 (2005).
2. S.V. Kuzin, I.A. Zhitnik, S.V. Shestov et al. // Solar System Research, V. 45, 162 (2011).
3. http://www.pcgrate.com.

Исследование возможности применения метода тандемной низкокогерентной интерферометрии для измерения формы асферических поверхностей

А. А. Ахсахалян, А. Д. Ахсахалян, П. В. Волков*, А. В. Горюнов, А. Ю. Лукьянов, Л. А. Суслов, А. Д. Тертышник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*volkov@ipmras.ru

Экспериментально продемонстрирована возможность построения профилометра на основе низкокогерентного тандемного интерферометра. Показано, что использование трёхзондовой схемы измерений позволяет избежать ошибок, связанных с колебаниями сканирующего устройства. Точность измерений не хуже 100 нм.

Введение

Проблема измерения профиля протяженных (50-300 мм) асферических поверхностей с точностью dH<100 нм актуальна для многих областей науки и техники. В частности, точность изготовления фокусирующих рентгеновских зеркал заданной формы определяется точностью измерения их формы. Существующие в настоящий момент времени методы измерений обладают рядом ограничений. Например, развитая в ИФМ РАН методика интерферометрии с дифракционной волной сравнения не позволяет измерять цилиндрические поверхности, применение коммерчески доступных интерференционных микроскопов затруднено малым рабочим полем.

В данной работе представлены первые результаты решения поставленной задачи с помощью тандемной низкокогерентной интерферометрии (ТНКИ).

Методика эксперимента

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Исследуемая поверхность устанавливалась на сканирующее устройство, работающее под управлением компьютера. Перемещение осуществлялось с помощью шагового двигателя. Минимальный шаг сканирования составлял 5 мкм. Измеряемыми параметрами являлись расстояния $D_{1,2,3}$ от исследуемой поверхности (образца) до торцов одномодовых оптических волокон, по которым зондирующее излучение направлялось на образец. По ним же отражённый от образца свет возвращался обратно в НКТИ для анализа. Принцип работы НКТИ подробно описан в [1].

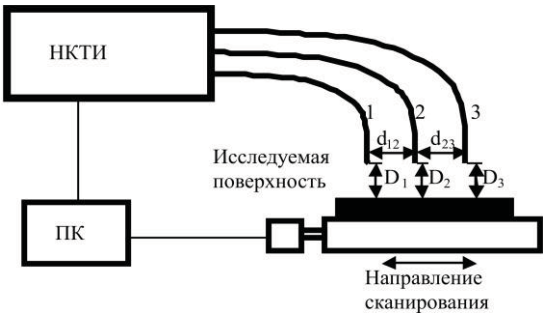


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки. НКТИ — низкокогерентный тандемный интерферометр, ПК — компьютер, 1, 2, 3 — волоконно-оптические зонды

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены результаты измерений «плоской» поверхности по двух- и трёхзондовой методике. На рис. 3 приведены результаты измерений той же поверхности по однозондовой методике за вычетом постоянного тренда, связанного с неперпендикулярностью зонда по отношению к исследуемой поверхности. На рис. 3 также приведены результаты трёх серий вычислений профиля «плоской» поверхности, полученные из измерений по двух- и трёхзондовой методике. Видна хорошая воспроизводимость данных, полученных по каждой из методик. В «однозондовом профиле» присутствуют колебания с характерным периодом 1 мм, равным одному обороту микрометрического винта, толкающего предметный столик. Также присутствуют вертикальные «прыжки» сканирующего устрой-

ства. Профиль поверхности, восстановленный по двухзондовой методике, получен в результате интегрирования данных, приведённых на рис. 2, с учётом расстояния между зондами d_{12}=5.06 мм. Видно, что прыжок сканирующего устройства в области 8 мм сильно сглаживается при интегрировании. Профиль поверхности, восстановленный по трёхзондовой методике, получен в результате двойного интегрирования данных, приведённых на рис. 3, с учётом расстояния между зондами d_{12}=5.06 мм и d_{23}=5.07 мм. Видно, что никакие колебания сканирующего устройства не повлияли на результаты измерений.

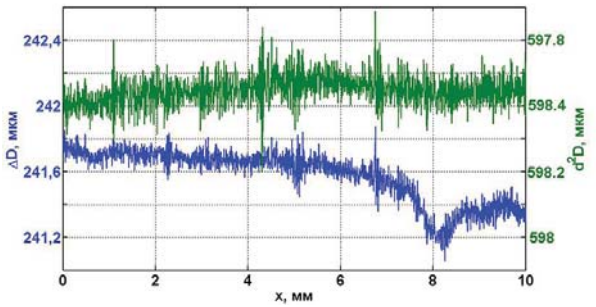


Рисунок 2. Результат измерения профиля «плоской» поверхности по двух- и трёхзондовой методике. Слева по вертикальной оси отложена величина (D_1-D_2) (двухзондовая методика), справа — величина (D_3-D_2)+(D_1-D_2) (трёхзондовая методика)

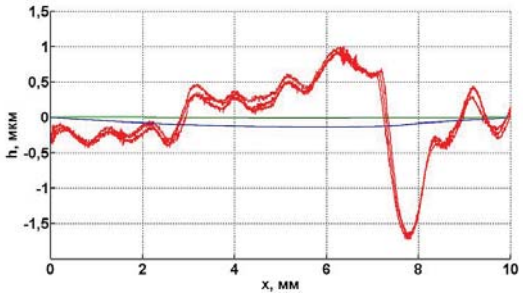


Рисунок 3. Восстановленный профиль «плоской» поверхности. Красные линии – результат измерений по однозондовой методике. Синие и зелёные линии – результат вычислений, сделанных на основе измерений по двухзондовой (из первой производной) и трёхзондовой (из второй производной) методике

На рис. 4 приведены результаты измерений профиля поверхности цилиндрического зеркала, сделанные с помощью ТНКИ по двухзондовой методике и триангуляционным методом. Последний в настоящее время используется в ИФМ РАН в качестве основного при измерениях формы асферических зеркал рентгеновского диапазона [2].

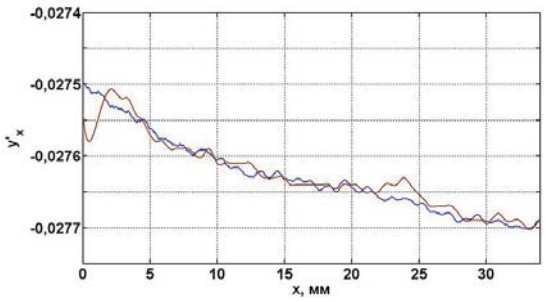


Рисунок 4. Производная от профиля поверхности цилиндрического зеркала: Розовая линия – результат измерений триангуляционным методом, синяя линия – результат измерения с помощью НКТИ

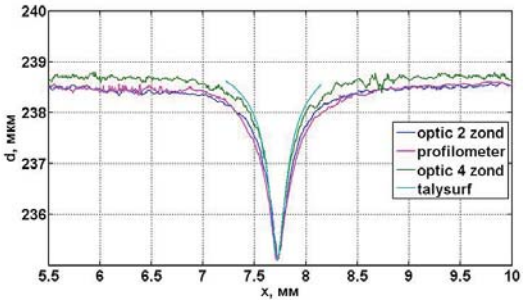


Рисунок 5. Измерения профиля канавки, выполненные с помощью различных методов

На рис. 5 приведены результаты измерений профиля канавки, изготовленной плазменным травлением на плоской поверхности кремниевой пластины. Измерения проводились по двух- и трёх- зондовой методике, а также с помощью контактного профилометра модели 130 («Завод Протон- МИЭТ») и интерференционного микроскопа белого света Talysurf-CCI 2000.

В обоих случаях полученные результаты хорошо согласуются друг с другом

Работа выполнена при поддержке РФФИ (13-02-97040 р_поволжье_а) с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. P.V. Volkov, A.V. Goryunov, V.M. Daniltsev, et al. // Journal of Crystal Growth, V. 310, 4724–4726 (2008).

2. А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Д.Г. Волгунов и др. // Труды XVI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 2012. С. 534–535.

Влияние эволюции шероховатой поверхности зеркал на интенсивность коротковолнового рассеяния

Л. И. Горай[1, 2, *]

1 Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, ул. Хлопина, д. 8, к.3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Институт аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, д. 31-33, Санкт-Петербург, 198095.

*lig@pcgrate.com

На основе строгого метода граничных интегральных уравнений и сведения задачи рассеяния на двумерной поверхности к двум эквивалентным задачам для одномерных поверхностей исследуется интенсивность зеркального и диффузного отражения рентгеновских зеркал с различными типами модельной шероховатости в перпендикулярных плоскостях. Продемонстрировано, что интенсивность рассеяния существенно зависит от точных профилей поверхности пленки.

Введение

Простые асимптотические методы и теория возмущений невысокого порядка, используемые для анализа рассеяния в рентгеновском и ЭУФ диапазонах, оказываются неточными при отступлении от критического или брэгговского угла и учете сложного профиля шероховатости. Большая разница между строгим подходом и приближениями обнаружена для коэффициентов зеркального отражения одномерных (1D) Au зеркал с различными параметрами шероховатости при углах падения вблизи критического [1]. Показано [2], что интенсивности диффузного рентгеновского рассеяния 1D Au зеркал со схожими профилями границ (рис. 1), имеющими гауссово распределение высот h и автокорреляционную функцию (АФ) с показателями Хёрста D = 1 (гауссова) и D = 0.5 (экспоненциальная), значительно отличаются. Подобные отличия могут приводить к неправильному определению СКО шероховатости σ и корреляционной длины ζ из сравнения измеренных и расчетных данных интенсивности, или необходимы знания об эволюции рельефа тонких пленок [3]. В данной работе исследуется влияние параметров шероховатости 1D и 2D зеркал на интенсивность рентгеновского рассеяния.

Метод расчета

Общий подход для нахождения дифференциального коэффициента рассеяния (бистатического коэффициента отражения) случайно-шероховатой многослойной 2D поверхности из эффективности 2D решетки с большими периодами d_x и d_z, включающий использование двумерных интегральных уравнений, строгих граничных условий, условий излучения и статистических расчетов по Монте-Карло, выглядит в настоящее время трудно реализуемым. В связи с чрезвычайной сложностью и ресурсоемкостью точного решения трехмерной задачи рассеяния на многослойной структуре общего вида в коротковолновом диапазоне интересно ее сведение к более простой задаче, например, анализу 3D дифракции на 1D решетке. Предлагаемый подход основан на разложении эффективности 2D решетки с симметричными относительно горизонтальной плоскости границами в ряд Тейлора по степеням h_x, h_z и оставлении в нем квадратичных по h членов для случая $\cos\theta\, h_{x,z} << d_{x,z}$, $\lambda << d_{x,z}$, где θ – угол падения излучения относительно нормали к поверхности. Эффективности $\eta_{m,0}$ и $\eta_{0,n}$ отраженных порядков определяются с помощью первых членов разложения ряда как $\eta_{m,0} = \eta_{m,z}\eta_{0,x} / R$ и $\eta_{0,n} = \eta_{0,z}\eta_{n,x} / R$, где $\eta_{n(m),x(z)}$ – значения эффективностей соответствующих взаимно-перпендикулярных 1D решеток, вычисленные с сохранением углов падения и поляризации, R – коэффициент отражения Френеля материала зеркала [4].

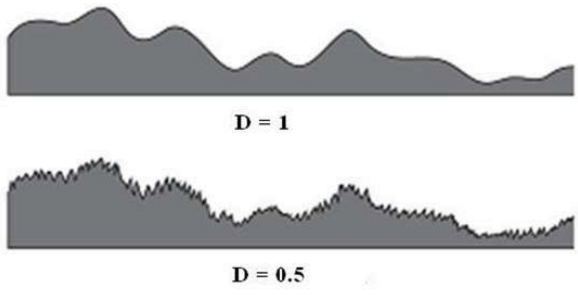


Рисунок 1. Сечение поверхности с одинаковым гауссовым распределением высот и гауссовой (D = 1) или экспоненциальной (D =0.5) автокорреляционной функцией

Результаты и обсуждение

На рис. 2 изображены кривые $\eta_{0,m}$, соответствующие плоскости, перпендикулярной плоскости паде-

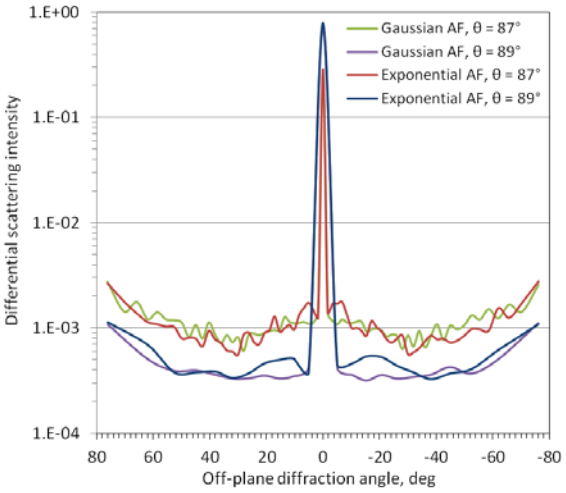


Рисунок 2. Дифференциальная интенсивность отражения в плоскости, перпендикулярной плоскости падения излучения под углом θ с λ = 1.54 нм на Au зеркало с одинаковой шероховатостью в перпендикулярных сечениях: σ = 1 нм, ζ = 15 нм и данной автокорреляционной функцией (AF)

ния, для различных углов падения излучения на сгенерированные поверхности с одинаковой шероховатостью в перпендикулярных сечениях с σ = 1 нм и АФ с ζ = 15 нм, в зависимости от угла дифракции (рассеяния). Как следует из сравнения результатов расчетов для TE поляризации падающего излучения с λ=1.54 нм, интенсивность рассеяния 2D Au зеркала вблизи зеркальных пиков для обоих углов падения меньше на несколько десятков % для D = 1 по сравнению с D = 0.5, что объясняется меньшей «диффузностью» границы с гауссовой АФ. Отметим, что R = 0.412 и R = 0.784 для $\theta = 87^0$ и $\theta = 89^0$, соответственно, а $\eta_{0,m}$ для TM поляризации близки к представленным на рис. 2 для обоих θ. Вблизи зеркального пика $\eta_{0,m} > 10^{-3}$ для $\theta = 87^0$ и $\eta_{0,m} > 3 \times 10^{-4}$ — для $\theta = 89^0$.

На рис. 3 представлены расчеты кривых коэффициента отражения $\eta_{0,n}$ 1D Au зеркала в зависимости от скользящего угла α падающего излучения с параметрами из рис. 2. Были сгенерированы Au поверхности с σ = 1 нм, D = 1 и ζ = 5 нм, 15 нм и 50 нм. Усредненная интенсивность малоуглового рентгеновского рассеяния, как и в предыдущем примере, находилась по методу Монте-Карло. В расчетах использовано 50–150 статистических наборов профилей с 1000 точками каждый на интервале 1 мкм. Для учета сложной структуры шероховатой поверхности и достижения сходимости результатов в программе PCGrate®-SX v.6.5 [5] число точек дискретизации при расчете одной реализации бралось 1500–2000. Как следует из анализа данных рис. 3,

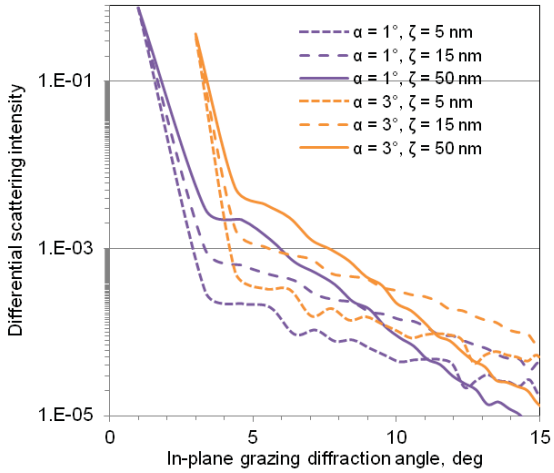


Рисунок 3. Дифференциальная интенсивность отражения в плоскости падения излучения при различных углах скольжения α и λ = 1.54 нм на 1D Au зеркало с гауссовой шероховатостью с σ = 1 нм, D = 1 и данной корр. длиной ζ

интенсивность диффузного рассеяния очень сильно зависит от корреляционной длины, меняясь вблизи зеркальных пиков примерно на порядок при изменении на порядок ζ, что типично для моделируемых ростовых процессов [2]. Меньшая $\eta_{0,n}$ соответствует меньшим ζ, и она может достигать вблизи зеркального отражения величины $> 10^{-3}$ для обоих α и больших ζ. Аналогичные зависимости наблюдаются для многослойных зеркал.

Проведенное исследование показывает необходимость использования точных рельефов границ, например, получаемых моделированием роста для анализа интенсивности рассеяния вблизи пиков.

Литература

1. L. I. Goray // J. Appl. Phys., V. 108, 033516 (2010).
2. Л. И. Горай, М. Н. Лубов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 3 (2014), в печати.
3. L. Goray and M. Lubov // J. Appl. Cryst., V. 46, 926 (2013).
4. L. I. Goray // Proc. of the Int. Conf. Days on Diffraction 2013, IEEE, 65 (2013).
5. PCGrate: [Интернет ресурс] / URL: http://www.pcgrate.com (дата обращения 17.01.2014).

Стенд на основе АСМ для изучения шероховатости крупногабаритных деталей произвольной формы

Б. А. Грибков, М. В. Зорина*, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 45, Нижний Новгород.

*mzor@ipmras.ru

Разработан стенд на основе атомно-силового микроскопа для измерения шероховатости крупногабаритных оптических деталей с произвольной формой поверхности.

В настоящее время возникла острая необходимость в знании точных параметров оптических систем и схем, применяемых в высокотехнологическом оборудовании для проекционной нанолитографии, рентгеновской микроскопии и астрономии. Отличительной особенностью таких систем является кривизна оптических элементов. Радиус кривизны может варьироваться от нескольких миллиметров до нескольких метров, а стрелка прогиба достигать 20 и более мм.

В [1,2] на примере изучения плоских образцов показано, что наиболее адекватными методами измерений шероховатости сверхгладких оптических поверхностей являются атомно-силовая микроскопия (АСМ) и диффузное рассеяние рентгеновского излучения (ДРРИ) [3]. При этом АСМ дает информацию о высокочастотных и коротковолновой частях среднечастотных шероховатостей. ДРРИ позволяет изучать шероховатости среднечастотного диапазона и длинноволновую область высокочастотных. Совпадение спектральных плотностей мощности шероховатостей в области применимости обоих методов является одним из основных факторов, подтверждающих адекватность измерений.

Однако из-за малых углов полного внешнего отражения традиционная методика ДРРИ не применима для изучения кривых поверхностей. Методика ДРРИ может применяться для изучения кривых поверхностей при использовании длинноволнового излучения, однако, как было показано в [4], в лабораторных условиях не удается продвинуться в область средних пространственных частот шероховатостей. Поэтому по сути единственным достоверным методом изучения сверхгладких кривых оптических поверхностей остается АСМ.

Для обеспечения ангстремной точности измерений АСМ диапазон сканирования зонда по вертикальной оси z должен быть в диапазоне $\Delta z = 1$ мкм. Однако при наличии наклона нормали поверхности по отношению к оси зонда резко уменьшается допустимый размер измеряемого кадра. Например, при наклоне поверхности в 3° этот диапазон достигается при размере кадра менее 20×20 мкм. Реальные поверхности имеют наклоны поверхности до нескольких десятков градусов по отношению к оси детали.

Представленные в данное время на рынке атомно-силовые микроскопы позволяют с очень хорошей точностью изучать только плоские образцы. При изучении криволинейных поверхностей исследователям приходится использовать нестандартные методы подвода головки микроскопа к образцу, что существенно снижает качество измерения. Ранее нами использовалась схема измерений, при которой приходилось устанавливать головку АСМ на поверхность образца, что приводит к большому влиянию вибраций и риску повреждения уникальных дорогостоящих подложек.

Таким образом, в настоящий момент существуют две видимые проблемы для измерения поверхностей оптических элементов: это их большой размер и невозможность поворота образца с целью совмещения локальной нормали и оси зонда.

Для решения этих проблем нами разработан стенд на основе атомно-силового микроскопа компании НТ-МДТ и одноосного гониометра, позволяющего наклонять образец в пределах ±30°, что позволяет изучать поверхности с числовой апертурой до NA = 0,5. Схема стенда приведена на рисунке 1. Головка АСМ 1 крепится к балке 2, соединяющей направляющие 3. Исследуемый образец 4 устанавли-

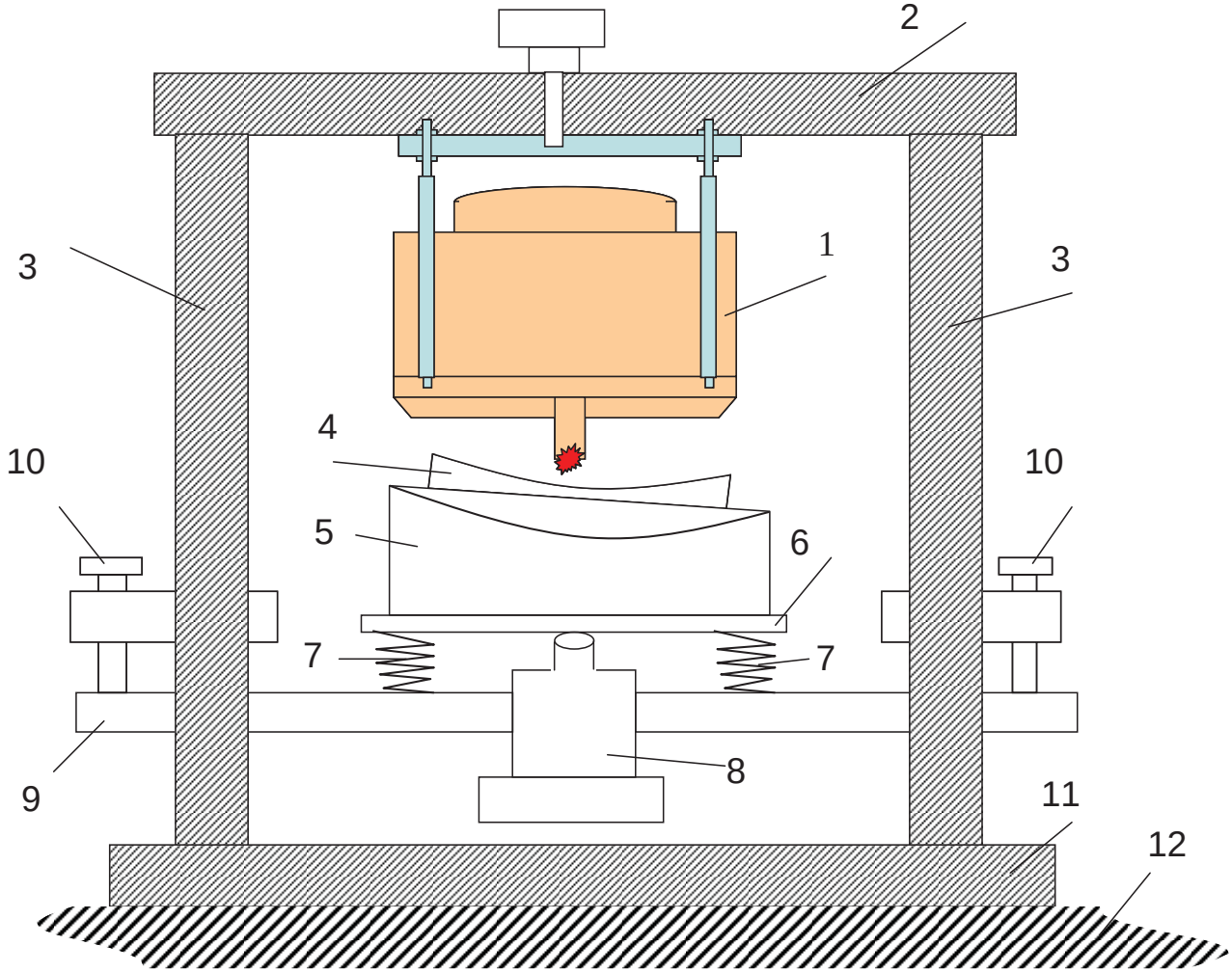


Рисунок 1. Схема стенда: 1 – головка АСМ, 2 – балка, 3 – направляющие, 4 – образец, 5 – гониометр, 6 – подвижная платформа, 7 – пружины, 8 – микровинт, 9 – плита, 10 – винты подвода образца, 11 – базовая плита, 12 – виброизолирующий стол

вается на гониометр 5. Гониометр 5 установлен на подвижной платформе 6, которая с помощью пружин 7 и микровинта 8 установлена на плите 9. Образец подводится к игле АСМ грубо с помощью винтов 10 и точно микровинтом 8. Базовая плита стенда 11 крепится к виброизолирующему столу 12.

В докладе будут приведены результаты измерений шероховатости подложек для разрабатываемых в ИФМ РАН рентгенооптических приборов.

Работа поддержана грантами РФФИ 14-02-00549, 13-02-97098, 13-02-97045, Министерством науки и образования России и ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. М. М. Барышева, Ю. А. Вайнер, Б. А. Грибков и др. // Известия РАН. Серия физическая. Т. 75, № 1. С. 71-76. 2011.

2. M. M. Barysheva, B. A. Gribkov, Yu. A. Vainer, et al. // Proc. of SPIE. V. 8076. P. 80760M-1-10. 2011.

3. V. E. Asadchikov, I. V. Kozhevnikov, Yu. S. Krivonosov, et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. V. 530. P. 575. 2004.

4. М. М. Барышева, Ю. А. Вайнер, Б. А. Грибков и др. // ЖТФ. Т. 83. В. 9. С. 134-142. 2013.

Проект рефлектометра МР и ЭУФ диапазонов с монохроматором высокого разрешения и лазерно-плазменным источником большой яркости

В. О. Догадин, И. Г. Забродин, Б. А. Закалов, М. В. Зорина, С. Ю. Зуев*, А. Е. Пестов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало, А. В. Щербаков

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* zuev@ipmras.ru

Рассматривается проект создания современного стенда для рефлектометрии высокого разрешения рентгенооптических элементов в МР и ЭУФ диапазонах излучения.

Введение

Эволюция элементов рентгеновской оптики формирует новые требования к лабораторному оборудованию и точности исследований их характеристик. В особенности это относится к рентгеновской оптике высокого разрешения.

Применяемые в настоящее время лабораторные рефлектометры практически исчерпали свои возможности повышения спектрального разрешения. Их возможности ограничиваются и слабой интенсивностью используемых источников МР и ЭУФ излучения (рентгеновских трубок), не обеспечивающих достаточную спектральную плотность мощности МР и ЭУФ даже на линиях характеристического излучения.

Разрабатываемый проект нового рефлектометра предусматривает использование монохроматора с оптической схемой Черни-Тернера [1], теоретически обеспечивающей спектральное разрешение на порядок лучшее, чем в используемых монохроматорах со схемой Роуланда.

Проблему недостаточной мощности источника излучения в новом рефлектометре предлагается решить применением лазерно-плазменного импульсного источника, что существенно меняет способы регистрации излучения и методы обработки данных.

Источник излучения

Для увеличения спектральной плотности излучения источника в разрабатываемом рефлектометре предложено использовать лазерно-плазменный источник излучения, генерирующий широкополосное импульсное МР и ЭУФ излучение.

Рисунок 1. Макетный стенд лазерно-плазменного источника

Для создания оптимальной конструкции такого источника на макетном стенде (см. рис. 1) производились исследования по выбору рабочего вещества для производства плазмы, разработки и проверки способов защиты оптики от воздействия высоко-энергетических частиц при разлете плазменного факела. За рубежом такие источники давно применяются в ведущих лабораториях для исследования МРЗ оптики [2].

Монохроматор

Предлагаемая схема монохроматора, кроме высокой селективности, обладает еще несколькими достоинствами, связанными с отсутствием подвижных плеч, сложных кинематических узлов и как следствие качественным вакуумом в объеме монохроматора.

Дисперсионным элементом монохроматора является нарезная (на стекле) плоская дифракционная решетка с соответствующим образом подобранным углом блеска. На рис. 2 приведены результаты тестирования изготовленной решетки с углом блеска **a**=2° на длине волны **Si *L*** (13.5 нм).

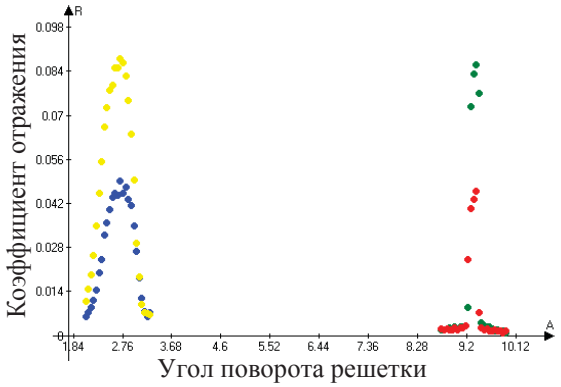


Рисунок 2. Тестирование нарезной решетки в положительных и отрицательных порядках дифракции в прямом и обратном направлении

В процессе изучения схемы монохроматора решались задачи влияния на его разрешение сферических аберраций, выбора оптимальных покрытий зеркал.

Результаты сравнения расчетной селективности монохроматора для идеальных параболических зеркал приведены на рис. 3 красным цветом для диапазона (0.7-4.2) нм, синим цветом (4.2-24.3) нм. Произведены расчеты по асферизации сферических зеркал. На специальном стенде ионного травления произведены необходимые предварительные эксперименты по асферизации сферических заготовок.

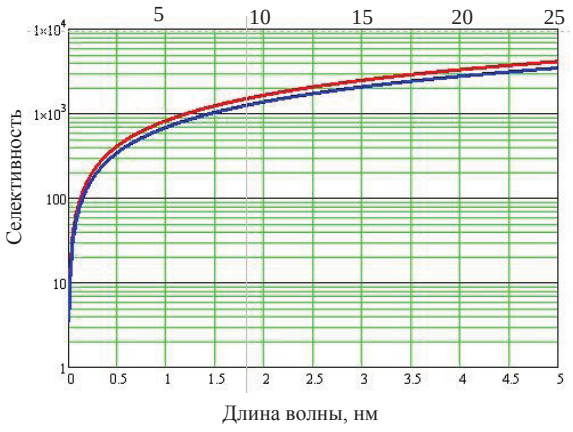


Рисунок 3. Селективность монохроматора для двух диапазонов

На выходе монохроматора (для формирования зондового пучка на образце) используется тороидальное зеркало, которое одновременно формирует пучок в двух плоскостях до размера 0.5 x 0.5 мм.

Вакуумный гониометр

Вакуумный гониометр – еще одна составная часть стенда, он позволяет исследовать элементы рентгеновской оптики с произвольной формой поверхности диаметром до 500 мм. При его создании решались конструкторские задачи высокой степени сложности. За основу его конструкции был принят уже разработанный вакуумный гониометр [3, 4] для образцов диаметром до 300 мм, однако при увеличении линейного размера в n раз объем и масса образца возрастают в n^3 раз, что существенно усложняет конструкторские задачи.

Электроника и программное обеспечение

Ввиду того что предусматривается регистрация импульсного рентгеновского сигнала, решаются задачи достоверного аналого-цифрового преобразования измеряемого сигнала и создания программного обеспечение для управления гониометром, регистрацией и обработкой результатов измерений полезного сигнала.

Исследования оптических элементов производились на оборудовании Центра коллективного пользования.

Литература

1. G. Tondello, F. Zanini // Rev. Sci. Instrum. 60(7), July 1989, 2116-2118.

2. E. M. Gullikson, J.H. Underwood, et. al. // Journal of x-ray science and technology 3, 283-299 (1992).

3. N. N. Salashchenco, Yu. Ya. Platonov, S. Yu. Zuev // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A359 (1995), 162-167.

4. М. С. Бибишкин, И. Г. Забродин, С. Ю. Зуев и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. № 1. С. 70-77. 2003.

Твердофазные превращения в быстрозакаленных лентах Ti_2NiCu

А. В. Иржак[1, 2, *], Н. Ю. Табачкова[2], Т. Б. Сагалова[2], К. В. Чурин[2], В. В. Коледов[3]

1 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, Черноголовка, 142432.

2 Научно-исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский проспект, д. 4, Москва, 119049.

3 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009.

*airzhak@gmail.com

Методом рентгенофазового анализа экспериментально изучены структурные превращения в быстрозакаленной из расплава ленте Ti_2NiCu. Определены температуры начала и конца прямого и обратного мартенситного превращения.

Введение

Сплавы с термомеханическими эффектами памяти завоевали признание благодаря своим уникальным функциональным свойствам, в частности, способности к рекордно большим деформациям под действием изменения температуры. В последнее время в полностью кристаллизованных из аморфного состояния тонких лентах и пленках из сплавов на основе никелида титана исследованы мартенситные превращения и деформационные эффекты [1], определены энергии активации процессов релаксации и кристаллизации [2], установлено влияние размера зерна кристаллической фазы на температуры и последовательность мартенситных превращений [3]. Кроме того, необходимо отметить, что в полностью кристаллизованных тонких пленках обнаружены проявления ЭПФ [4] и обратимой памяти формы, а также генерации реактивных напряжений [5], что в первую очередь важно для применения этих объектов в микросистемной технике.

Цель настоящего исследования – при помощи рентгенофазового анализа изучить фазовые превращения в образцах сплава быстрозакаленной из расплава (БЗР) ленты Ti_2NiCu, определить температуры кристаллизации, начала и конца прямого и обратного мартенситного превращения.

Методика эксперимента

Исходным образцом для исследования была быстрозакаленная из расплава на барабане лента Ti_2NiCu толщиной 40 мкм. Лента сразу после получения в основном аморфная, но на «свободной» поверхности вследствие наличия градиента температуры в направлении, нормальном к поверхности барабана, возможно образование мелкокристаллической структуры и текстуры.

Кристаллизацию образца и фазовые превращения исследовали при помощи рентгенофазового анализа на установке Bruker D8 Advance с нагревательной камерой в геометрии $\theta - 2\theta$ в интервале углов 2θ 35°–95°. Дифрактограммы получали при нагреве и охлаждении через 2 градуса, при кристаллизации – от комнатной температуры до 520ºС, а при исследовании прямого и обратного мартенситного превращения – от комнатной температуры до 60ºС и обратно. На дифрактограммах по соотношению характерных пиков были определены соотношения аустенитной и мартенситной фаз. Исследования проводили на обеих сторонах ленты.

Результаты и обсуждение

Дифрактограмма, полученная от матовой стороны БЗР ленты при комнатной температуре до отжига представляет собой размытый пик малой интенсивности в области 42°, что свидетельствует о том, что сторона аморфная. С блестящей стороны наблюдается набор пиков с максимальной интенсивностью в области 61° и пиками меньшей интенсивности в областях 57°, 66° и 68°. Пики четко выраженные, не размытые.

После отжига для обеих сторон наблюдается набор пиков с максимальной интенсивностью в области угла дифракции 41,88°, 60,73° и 76,51° (рисунок 1). Набор пиков характерен для фазы B2. При охлаждении от 70°С до 25°С наблюдаются пики, характерные для фазы B2. При достижении температуры 45°С начинает образовываться пик, отвечающий за фазу мартенсита в области 59,12°. При 25°С пик,

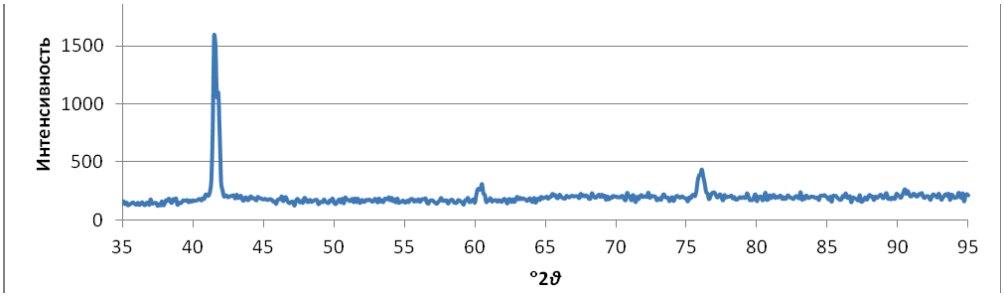


Рисунок 1. Дифрактограмма БЗР ленты после отжига при 520°С

отвечающий за фазу B2, практически исчезает, а пики, отвечающие за фазу B19, наоборот, увеличивают свою интенсивность.

При нагреве от 30ºС до 70°С наблюдается обратная картина: два пика, отвечающие за фазы B19, исчезают, а при 50°С начинает зарождаться новая фаза, появляется небольшой пик в области 60,5°. При 70°С пик в области 60,5° достигает своего максимума, а остальные два пика исчезают. На рисунке 2 представлен график изменения количества мартенситной фазы при нагреве и охлаждении.

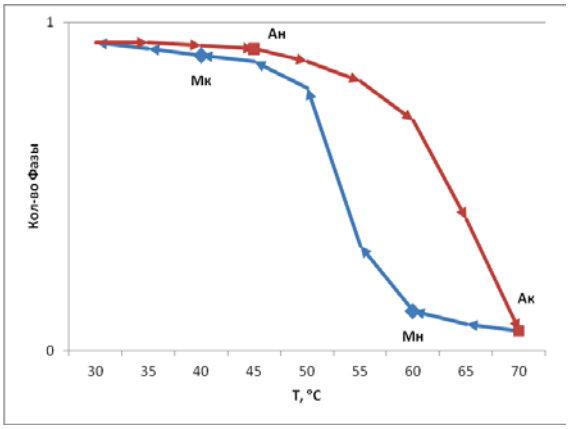


Рисунок 2. Изменение количества мартенситной фазы при охлаждении и нагреве

Заключение

В результате исследований было выяснено, что быстрозакалённая лента Ti_2NiCu обладает различной структурой на поверхностях. Поверхность, не соприкасающаяся с барабаном («свободная»), является высокотекстурированной, а другая, соприкасающаяся с барабаном, является аморфной. После отжига при 520ºС обе стороны имеют одинаковую кристаллическую структуру. Прямое и обратное мартенситные превращения происходят в интервале температур от 39ºС до 51ºС. Начало прямого мартенситного перехода происходит при 46ºС, а конец – при 39ºС. Начало обратного превращения – при 40ºС, а конец – при 51ºС, то есть присутствует гистерезис.

Работа выполнена в ЦКП «Материаловедение и металлургия» НИТУ МИСиС при финансовой поддержке Министерства образования и науки.

Литература

1. L. Litynska, Ph. Vermaut, J. Mogiel, et al. Martensitic transformation and microstructure of rapidly solidified TiNiCuZr shape memory alloys // J. Phys. IV, France, 11 (2001), pr 8-357-362.

2. M. J. Veskl, D. S. Grummon, R. Grovsky, A. Pisano. Effect of temperature on the devitrification kinetics of NiTi films // Acta Mat. 51 (2003), p. 5309-5318.

3. T. Waitz, H. P. Karnthaler. Martensitic transformation of NiTi nanocrystals embedded in an amorphous matrix // Acta Mat. 52 (2004), p. 5461–5469.

4. K. Otsuka, C. M. Wayman. Shape memory materials. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.

5. A. Gyobu, Y. Kawamura, T. Saburi, M. Asai. Two-way shape memory effect of sputter-deposited Ti-rich Ti-Ni alloy films // Mat. Sci and Eng. A312 (2001), p. 227-231.

Температурная зависимость дифракции рентгеновского излучения на кристалле ЛГС, промодулированном ПАВ

Д. В. Иржак*, Д. В. Рощупкин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.
*irzhak@iptm.ru

В данной работе продемонстрирована возможность использования метода рентгеновской дифрактометрии для исследования деформации кристаллической решетки, возникающей при распространении ПАВ. Обнаружено, что измеренное значение температурного максимума скорости распространения ПАВ в Y-срезе кристалла лангасита совпадает с расчетами, однако непосредственно значения скоростей, измеренное и рассчитанное, существенно отличаются. Вместе с тем, для температуры 20°C результаты измерений хорошо совпадают с результатами расчетов с использованием известных материальных констант кристалла лангасита.

Введение

Явление дифракции рентгеновского излучения на кристаллах, промодулированных поверхностными акустическим волнами (ПАВ), широко используется для экспериментальных исследований акустических свойств, таких, например, как угол сноса потока акустической энергии, затухания ПАВ и т.п.

В данной работе на основании экспериментальных данных, полученных в ходе исследований температурных характеристик распространения ПАВ в Y-срезе кристалла лантан-галлиевого силиката (ЛГС), определены зависимости вертикальной компоненты смещения кристаллической решетки от координаты, направленной в глубь кристалла.

Экспериментальные результаты

Данные исследования проводятся с использованием метода высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии, схематическое изображение измерительной установки которого продемонстрировано на рисунке 1.

Энергия падающего излучения составляла 11 кэВ. Измерения проводились при различных температурах в диапазоне от 20 до 400 градусов Цельсия. Для этого исследуемый образец был помещен в вакуумированную нагревательную камеру с бериллиевым окном для ввода и вывода рентгеновского излучения. Изменение амплитуды ПАВ осуществлялось за счет изменения частоты электрического сигнала, использующегося для возбуждения ПАВ, при этом амплитуда модулирующего сигнала была постоянной и составляла 60 мВ. Длина волны ПАВ определялась структурой встречно-штыревого преобразователя, сформированного на поверхности Y-среза кристалла для генерации ПАВ, и составляла 4 мкм.

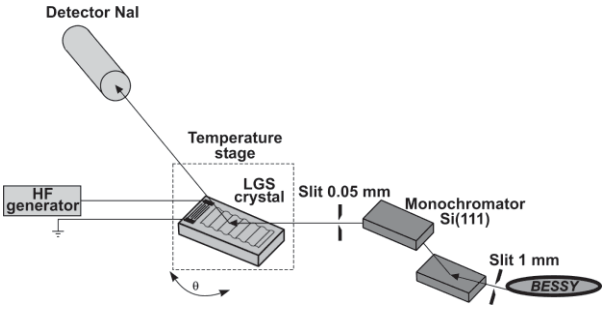


Рисунок 1. Схема эксперимента по исследованию температурных характеристик дифракции рентгеновского излучения на кристалле, промодулированном ПАВ

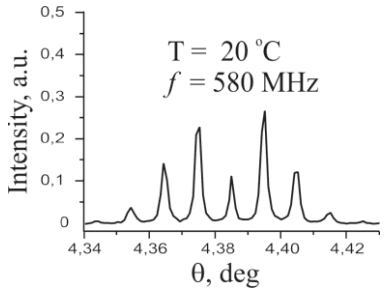
Характерной особенностью дифракции рентгеновского излучения на кристалле, промодулированном ПАВ, является наличие на кривой качания кристалла дополнительных дифракционных сателлитов (рисунок 2), угловое расстояние между которыми определяется следующим выражением:

$$\delta\theta = d/\Lambda, \qquad (1)$$

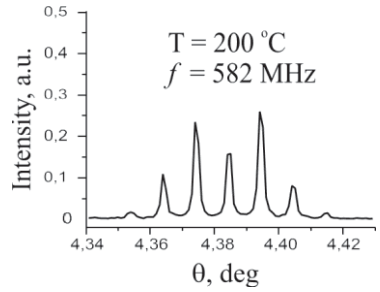
где $\delta\theta$ – угловое расстояние между дифракционными порядками, d – межплоскостное расстояние для исследовавшегося брэгговского отражения кристалла, Λ – длина волны ПАВ.

Рост амплитуды акустической волны вызывает увеличение количества дифракционных сателлитов на

кривой качания. На рисунке 2 представлены дифракционные спектры, полученные при частотах, соответствующих максимальным амплитудам ПАВ для различных температур. Угловое расстояние между дифракционными сателлитами в точности описывается выражением 1 и составляет 0,0101 градуса.



а



б

Рисунок 2. Кривые качания кристалла ЛГС, промодулированного ПАВ, измеренные при различных температурах: а) 20°С, б) 200°С

Для ПАВ периодическая синусоидальная модуляция сочетается с затухающей в глубь кристалла деформацией. Данная деформация затухает на глубине порядка нескольких длин волн ПАВ. В общем случае для исследования дифракции рентгеновского излучения на кристалле, промодулированном ПАВ, необходимо моделировать дифракционные явления с использованием системы уравнений Такаги с учетом сложного характера деформации кристаллической решетки. Данная система достаточно сложна для решения обратной задачи, состоящей в вычислении характера деформации кристаллической решетки на основании данных, полученных в дифракционных экспериментах. В работе [1] было продемонстрировано, что в случае сильного поглощения рентгеновского излучения исследуемым кристаллом ($\mu \sim 1$ мкм$^{-1}$) интенсивность излучения, дифрагированного в дифракционные сателлиты, может быть вычислена с использованием выражения:

$$I_m \sim \left| \int_0^\infty \exp(-\mu_z z) \cdot J_m(u_0 \cdot U(z) \cdot q_z) dz \right|^2, \qquad (2)$$

где m – порядок дифракции; J_m – функция Бесселя порядка m; $U(z)$ – функция, описывающая изменение деформации решетки в глубь кристалла; u_0 – амплитуда ПАВ на поверхности кристалла; μ_z – коэффициент поглощения рентгеновского излучения; q_z – вертикальная компонента вектора дифракции рентгеновского излучения. Даже с учетом деформации оно существенно проще с точки зрения расчетов, что позволяет рассчитать зависимость деформации кристаллической решетки от координаты, направленной в глубь кристалла с использованием численных методов минимизации.

Результаты расчетов

Расчеты проводились с использование выражения (2) для вычисления зависимостей интенсивности рентгеновского излучения в дифракционные сателлиты от амплитуды ПАВ с последующей оптимизацией параметров, описывающих характер деформации кристаллической решетки. В качестве начального приближения в расчетах использовалась зависимость деформации кристаллической решетки в глубь кристалла, полученная с применением метода парциальных волн. На рисунке 3 представлены зависимости деформации кристаллической решетки от координаты, направленной в глубь кристалла, полученные в результате процедуры оптимизации и рассчитанные с использованием известных материальных констант кристалла ЛГС. Для температуры 20°С данные зависимости практически совпадают.

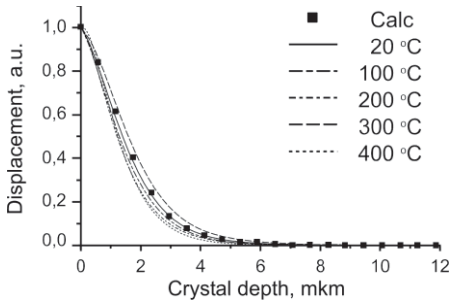


Рисунок 3. Зависимости деформации кристаллической решетки от координаты, направленной в глубь кристалла, рассчитанные с использованием экспериментальных данных для соответствующих температур; Calc – рассчитанная с использованием материальных констант

Литература

1. D. V. Roshchupkin, A. I. Erko, L. Ortega, D. V. Irzhak // Applied Physics A, 94, 3, 477 (2009).

Свободновисящие многослойные структуры для коррекции волнового фронта в проекционном объективе ЭУФ-нанолитографа

Б. А. Володин[1], Е. Б. Клюенков[1], А. Я. Лопатин[1,*], В. И. Лучин[1], А. Е. Пестов[1], Н. Н. Салащенко[1], Н. Н. Цыбин[1], Н. И. Чхало[1], Б. Биттнер[2], В. Паульс[2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Carl Zeiss SMT GmbH, Rudolf-Eber-Straße 2, 73447 Oberkochen, Germany.

* lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Развита методика изготовления свободновисящей пленочной структуры, предназначенной для коррекции волнового фронта излучения ЭУФ-диапазона. Продемонстрирована возможность локального управления толщиной многослойной структуры – полученный профиль толщины обеспечивает линейный фазовый сдвиг нанометрового порядка при сохранении равномерной интенсивности.

В работе показана возможность формирования свободновисящей пленочной структуры с заданным профилем толщины, обеспечивающим локальный фазовый сдвиг для проходящего через плёнку излучения при сохранении равномерного распределения интенсивности. Разработка данной методики направлена на создание устройства коррекции волнового фронта, предложенного в патенте [1] для уменьшения аберраций объектива ЭУФ-нанолитографа.

Пленочный корректор может быть выполнен в двух вариантах и состоять из одной или двух пленочных структур, задающих необходимые распределения фазового сдвига и интенсивности. В случае использования одной пленки многослойная структура будет содержать две функциональные части: собственно фазовый корректор, обеспечивающий требуемую задержку волнового фронта, и амплитудный корректор, восстанавливающий равномерное распределение интенсивности в пучке. Материал для фазовой части должен иметь максимально отличный от единицы показатель преломления и минимальное поглощение. Требуемое распределение фазового сдвига можно получить, формируя соответствующее распределение толщины фазовой части пленочной структуры. Распределение интенсивности излучения по сечению пучка изменяется после прохождения фазовой части корректора. Для восстановления его равномерности служит амплитудная часть корректора. Чтобы не вносить фазовых искажений, амплитудный корректор должен быть изготовлен из материалов с показателем преломления, близким к единице. Функции фазового и амплитудного корректоров могут быть разделены между двумя пленочными структурами. В данной работе найдены многослойные структуры и получены заготовки для обоих вариантов корректора.

В качестве заготовки для корректора на основе методики изготовления свободновисящих пленок [2] разработаны многослойные структуры, у которых фазовая часть состоит из чередующихся пар слоёв металла (Mo, Nb или Zr) и силицида циркония толщиной в несколько нанометров каждый; амплитудную коррекцию обеспечивает слой кремния или кремний с прослойками силицида циркония. Максимальная апертура структур составляет несколько дюймов, прозрачность на длине волны 13.5 нм сравнима с отражательной способностью ЭУФ-зеркал.

Проведены первые эксперименты по двухстороннему манипулированию толщиной свободновисящих пленок. Продемонстрирована возможность локального уменьшения толщины многослойной структуры – полученный профиль толщины обеспечивает линейный фазовый сдвиг нанометрового порядка при сохранении равномерной интенсивности.

Измерения проводились на оборудовании ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» при ИФМ РАН. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

Литература

1. B. Bittner, N. Wabra, S. Schneider et al. // Patent WO2013117343 A1. 15.08.2013.

2. N. I. Chkhalo, M. N. Drozdov, E. B. Kluenkov et al. // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS, V. 11, 021115 (2012).

Моделирование роста и эволюции шероховатости поверхности многослойных рентгеновских зеркал

М. Н. Лубов[1, 2, *]

1 Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

*maxlubov@gmail.com.com

На основе континуального кинетического подхода рассмотрен процесс роста многослойных рентгеновских зеркал. В рамках предложенного подхода проведено компьютерное моделирование процесса роста 1D и 2D зеркал и исследована эволюция шероховатости их поверхностей в ходе роста. Рассчитаны функции спектральной плотности мощности поверхности.

Введение

Актуальность исследований роста и эволюции шероховатости многослойных зеркал обусловлена необходимостью создания новых и совершенствования существующих высокоразрешающих и эффективных элементов оптических и электронных приборов. Использование теоретических методов и методов компьютерного моделирования при описании процесса роста зеркал (пленок) позволяет как детально исследовать процесс роста, так и точно рассчитать процесс эволюции шероховатости поверхности.

Наиболее эффективным подходом для расчёта процесса роста многослойных зеркал является континуальных подход [1], поскольку он в отличие от дискретного (метод кинетического Монте-Карло) [2] и динамического (метод молекулярной динамики) [3] подходов позволяет исследовать эволюцию рельефа зеркала на больших временных ~ 10^3 с и пространственных ~ 10^3 мкм масштабах. Целью данной работы является теоретическое исследование и компьютерное моделирование роста и эволюции шероховатости 1D и 2D зеркал.

Метод расчета

В континуальном подходе изменение высоты профиля (границы) зеркала h от времени t в точке пространства $\boldsymbol{r}$ описывается кинетическим уравнением массопереноса, в котором учитываются различные физические процессы: осаждение атомов на подложку, испарение, диффузия адатомов по подложке и т.д. [1].

В случае, когда рост зеркала определяется осаждением атомов на подложку с плотностью потока g, испарением адатомов с поверхности, диффузией адатомов по поверхности зеркала и встраиванием адатомов в растущий слой, для скорости изменения высоты со временем можно записать [4, 5]:

$$\partial h(\boldsymbol{r},t)/\partial t = g - f\left(K(\boldsymbol{r},t)\right)\sqrt{1+\nabla h(\boldsymbol{r},t)^2}\,. \qquad (1)$$

Здесь $f\left(K(\boldsymbol{r},t)\right) = \nu_1 K(\boldsymbol{r},t) + \nu_2 \nabla^2 K(\boldsymbol{r},t)$ – функция, описывающая релаксацию поверхности вследствие испарения (первый член суммы) и диффузии (второй член суммы); υ_1, υ_2 – параметры, задающие скорости процессов испарения и диффузии соответственно; $K(\boldsymbol{r},t)$ – локальная кривизна поверхности зеркала. Плотность потока атомов на подложку $g(\boldsymbol{r},t)$ зависит от типа источника, однако в большинстве случаев можно считать, что величина потока атомов флуктуирует вблизи среднего значения $< g(\boldsymbol{r},t) >= g_0$, а флуктуации потока (шум) не коррелированы:

$$< g(\mathrm{r},t)\delta g(\mathrm{r}',t') >= g_0 \delta g(\mathrm{r}-\mathrm{r}')\delta g(t-t'), \qquad (2)$$

где δ – дельта-функция Дирака.

В случае изотропной и двумерной поверхности $h(\boldsymbol{r},t) = h(x,t)$, при малых отклонениях профиля, когда $\nabla h(x,t) \ll 1$, а $K(\boldsymbol{x},t) = -\nabla^2 h(\boldsymbol{x},t)$, уравнение (1) можно упростить следующим образом [4]:

$$\partial h(\boldsymbol{x},t)/\partial t = g(\boldsymbol{x},t) - \nu_1 \nabla^{\boldsymbol{2}} h(\boldsymbol{x},t) - \nu_2 \nabla^{\boldsymbol{4}} h(\boldsymbol{x},t) \qquad (3)$$

В общем случае уравнение для эволюции профиля имеет следующий вид [5]:

$$\partial h(\boldsymbol{r},t)/\partial t = g(\boldsymbol{r},t) - f\left(\nabla h(\boldsymbol{r},t), \nabla^2 h(\boldsymbol{r},t)\right), \qquad (4)$$

где функция f описывает релаксацию поверхности зеркала вследствие диффузии, испарения и т.д. и представляет собой сумму линейных $\nabla^n h(x,t)$ и нелинейных $\nabla^l\left(\left[\nabla^n h(x,t)\right]^k\right)$ членов, где $l, k, n \in \boldsymbol{N}$.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены зависимости корреляционной длины ξ шероховатости поверхности 1D Al/Zr зеркала от времени, рассчитанные с использованием уравнения (1) в рамках K-корреляционной модели [6].

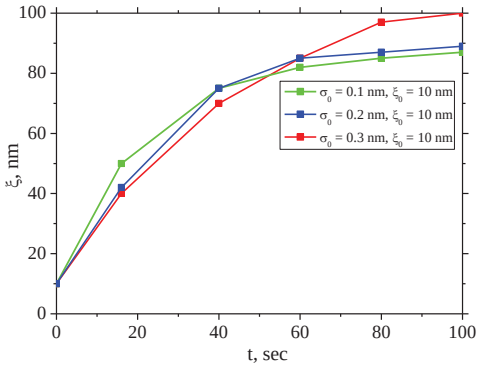


Рисунок 1. Временная зависимость корреляционной длины ξ 1D зеркала для различных начальных значений СКО шероховатости σ_0 и корреляционной длины ξ_0 подложки

Расчеты проводились при g_0 = 0.5 нм/с, υ_1(Al) = = 1.0 нм/с, υ_2(Al) = 100 нм^3/с, υ_1(Zr) = 0.75 нм/с, υ_2(Zr) = 100 нм^3/с.

Как следует из представленных результатов, при малых толщинах величина ξ увеличивается быстрее у зеркал с более мелкими шероховатостями, т.е. у зеркал с малыми σ_0 и ξ_0, когда размеры шероховатости поверхности малы. Величина ξ растет только до определенных пределов, определяемых диффузионной длиной адатома и удельной поверхностной энергией.

На рис. 2 представлен график одномерной S_1 функции спектральной плотности мощности (СПМ), полученный из двумерной S_2 функции СПМ 2D зеркала:

$$S_1(w_x,t) = 4\int_0^{w_y^{\max}} S_2(w_x,w_y,t)dw_y\,, \qquad (5)$$

где $w_y^{\max} = N/(2L)$, N – число точек дискретизации поверхности, а L – размер подложки вдоль оси Y.

Функция S_2 получена из анализа статистики шероховатости поверхности зеркала, рассчитанной с использованием уравнения (1) при υ_1 = 0 нм/с, υ_2 = 100 нм^3/с. Моделирование процесса роста зеркала проводилось для профиля подложки с гауссовой автокорреляционной функцией (σ_0 = 0.2 нм, ξ_0 = 1 нм) и некоррелированным шумом источника. Размер пространственной неоднородности шума составлял 1 нм, величина неоднородности потока $\Delta g_0 = 0.05 g_0$.

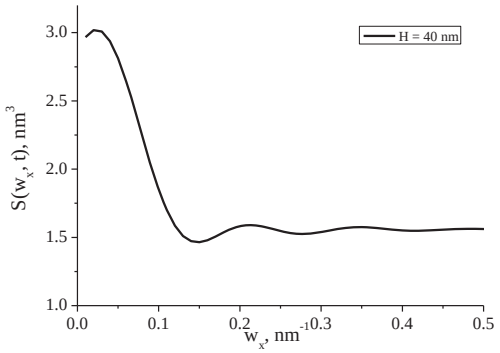


Рисунок 2. Рассчитанная одномерная функция спектральной плотности мощности шероховатости 2D зеркала с толщиной 40 нм

Как видно из рис. 2, происходит сглаживание высокочастотной составляющей шероховатости и увеличивается её среднечастотная составляющая. При этом автокорреляционная функция профиля поверхности перестает быть гауссовой.

Таким образом, в работе предложен подход к точному расчёту рельефов границ 1D и 2D зеркал, проведено моделирование процесса их роста и проанализирована статистика шероховатости поверхности.

Литература

1. M. Pellicione, T.-M. Lu. Evolution of thin morphology. Modelling and simulations. Berlin: Springer, 2008. 250 p.
2. M. Kotrla // Comp. Phys. Comm. V. 97, 82 (1996).
3. J. M. Haile. Molecular dynamics simulation. New York: Wiley, 1997. 489 p.
4. W.W. Mullins // J. Appl. Phys. V. 28, 333 (1957).
5. L. Goray, M. Lubov // J. Appl. Cryst., V. 46, 926 (2013).
6. J.C. Stover. Optical Scattering. SPIE Press: Bellingham. Washington, 1995. 322 p.

Аналоги фильтров Христиансена в рентгеновской области спектра

А. В. Митрофанов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53 , Москва, 119991.

mitrofa@sci.lebedev.ru

Эффект Христиансена, открытый ещё в конце 19 века, давно используется в разных приложениях и измерительных методиках в оптике в широкой области спектра, а именно, ультрафиолетовой и видимой до инфракрасной. В данном сообщении обсуждаются вопросы транспорта рентгеновского излучения в нано- и микроструктурированных двух- и многокомпонентных системах, оптические постоянные вещества которых при сканировании по спектру для некоторых длин волн могут принимать одинаковые значения. В качестве такого примера рассматривается прохождение рентгеновского излучения в цилиндрическом волноводе с объемным заполнением веществом, отличным от материала стенок волновода.

Введение

Оптические постоянные вещества δ и β в рентгеновской области спектра зависят от его плотности, состава и положения скачков поглощения [1]. По этой причине и из-за немонотонного хода δ и β по спектру иногда реализуется случай, когда в двухкомпонентной гетерогенной или нано- или микроструктурированной системе показатели преломления фаз или компонентов могут иметь близкие значения или по отдельности (для мнимой или действительной части) совпадать. На практике такие примеры могут наблюдаться у микропористых сред, например, трековых мембран с наполнением пор, полимерных сред с включением неорганических добавок, капсулированных образцов, рельефных элементов рентгеновской оптики с кремнеорганическим слоем на поверхности, некоторых объектов оптоэлектроники. Самый простой пример – это шероховатая поверхность с тонким слоем специально подобранной жидкости толщиной, соизмеримой с величиной шероховатости. Контраст показателя преломления двух сред в рентгеновском диапазоне обычно мал, если сравнивать его с n у образцов для видимой области спектра. Однако и в этом случае при малом поглощении и равенстве добавок δ в показателе преломления n двух сред составной объект становится оптически однородным (при отсутствии заметного интерфейса между структурными элементами), что может заметно повлиять на транспорт излучения при прохождении его или отражении от образца, как это происходит по схеме наблюдения известного эффекта Христиансена [2,3] в длинноволновом оптическом диапазоне.

Результаты

В качестве примера двух сред рассмотрим полимер полипропилен (PP) и воду. Структурная формула полимера $[-CH_2-CH(CH_3)-]_n$, плотность равна около 0.90 г/см^3. На рис.1 показана спектральная зависимость оптической постоянной δ для PP и H_2O в области, содержащей скачки поглощения кислорода и углерода [1].

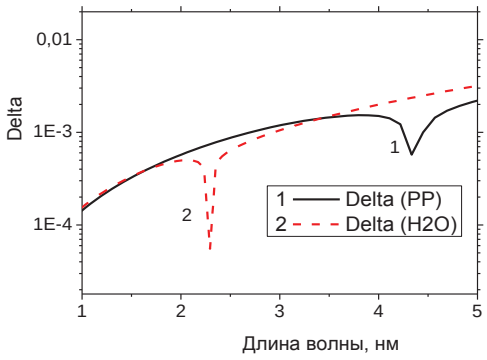
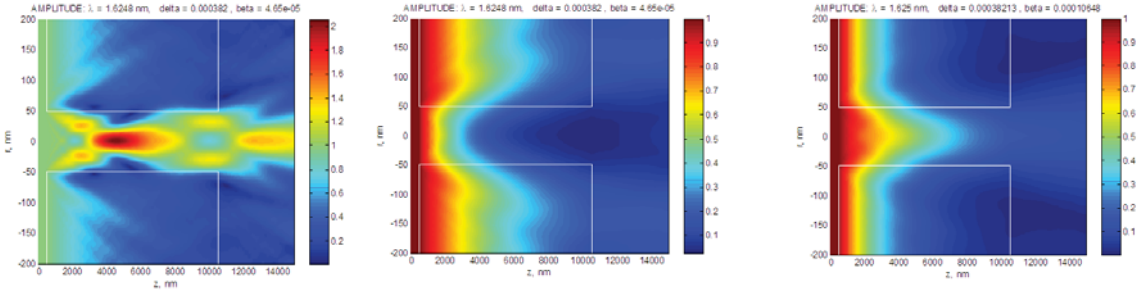


Рисунок 1. Зависимость величины δ для полипропилена (PP) и воды от длины волны

Мелко структурированный объект с элементами из этих веществ может представлять интерес для рентгеновской микроскопии в «кислородном окне», например, в качестве тестового объекта. Из рисунка



а б в

Рисунок 2. Структура поля при нормальном падении плоской волны на PP полимерную пленку толщиной 10 мкм с цилиндрическим отверстием диаметром 100 нм с гладкими стенками: а – полый волновод в PP, б – канал, заполненный водой, в – отверстие в слое воды (льда) с полимерной сердцевиной, длина волны λ = 1.625 нм

видно, что вблизи λ = 1.6 нм и 3.2 нм у этих веществ постоянные δ приблизительно одинаковые. В мягкой рентгеновской области такое совпадение наблюдается при λ = 19.6 нм. При равенстве констант δ структурированный образец становится оптически более однородным, для излучения «гомогенным». Однако для полной оптической однородности компоненты структуры должны иметь ещё одинаковое поглощение (постоянные β). От этой величины сильно зависит результат взаимодействия структурного объекта с полем рентгеновской волны. Это утверждение иллюстрирует рисунок 2, на котором представлены карты амплитуды поля падающей нормально плоской волны с λ = = 1.625 нм на 10-микронную PP пленку с цилиндрическим сквозным отверстием диаметром 100 нм для пустотелого канала (а) и при заполнении его водой (б). Постоянные δ у PP и H_2O одинаковы и равны 3.82 E-4, а β соответственно равны 4.65 E-5 и 1.06 E-4 для выбранной длины волны [1]. Для сравнения на рис. 2в рассматривается «обращенный» случай (PP наностержень диаметром 100 нм в 10-микронном слое воды или льда). Результаты получены в скалярном приближении методом численного решения параболического волнового уравнения Леонтовича-Фока с учетом конечной глубины проникновения излучения в объем стенок канала [4].

В докладе рассматриваются условия, при которых в цилиндрическом волноводе с заполнением и с гладкими стенками реализуется волноводный режим распространения рентгеновского излучения. С помощью метода плоских волн Бриллюэна получена формула для вычисления спектрального коэффициента пропускания рентгеновского волновода, как в случае полого гладкого канала [5,6]. Следует отметить, что при расчетах коэффициентов отражения от границы раздела двух сред относительный коэффициент преломления не определяется простой разностью констант $\delta_1 - \delta_2$ и $\beta_1 - \beta_2$, когда эти разности малы по сравнению с величинами δ и β. Требуется использовать более сложные выражения.

Литература

1. www.cxro.lbl.gov/optical_constants/
2. C. Christiansen // Ann. D. Physik, V. 23, 289 (1884).
3. Lord Rayleigh // Phil. Mag., V. 20, 358 (1885).
4. A. V. Vinogradov, A. V. Popov, Yu. V. Kopylov, A. N. Kurokhtin. Numerical Simulation of X-ray Diffractive Optics. M.: Изд-во А и Б. С. 29 (1999).
5. А. В. Митрофанов, П. Ю. Апель // Известия РАН. Серия физ., Т. 73, № 1, 61 (2009).
6. А. В. Митрофанов, А. В. Попов // Материалы симпозиума «Нанофизика и нанофотоника-2009». Т. 1. С. 204 (2009).

Методика прецизионной асферизации поверхности оптических элементов ионно-пучковым травлением

М. В. Зорина, И. М. Нефедов, А. Е. Пестов*, Н. Н. Салащенко, Л. А. Суслов, М. Н. Торопов, С. А. Чурин, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Разработана методика прецизионной асферизации формы поверхности оптических элементов ионно-пучковым травлением. Обработка поверхности производится при нормальном падении нейтрализованных ионов с энергией 800-1200 эВ на поверхность образца через формирующую диафрагму. Методика обеспечивает точность формы поверхности по среднеквадратическому отклонению не хуже 5 нм и сохранение шероховатости поверхности на атомарно гладком уровне.

Введение

Асферизация поверхностей элементов изображающей оптики позволяет расширить поле зрения проекционной схемы за счет компенсации сферических аберраций для внеосевых лучей. Преимущество асферизации поверхности ионным пучком перед механическим полированием очевидно: механическое полирование происходит методом «притира», в случае сферической поверхности полирующий инструмент и деталь находятся в контакте по всей поверхности; в случае же асферической подложки это обеспечить невозможно, что приводит к появлению отклонений формы в среднечастотном диапазоне. А также в процессе механической асферизации приходится периодически контролировать форму поверхности, это осуществляется с помощью волновых компенсаторов, преобразующих сферический волновой фронт в соответствующий асферический. Соответственно при изготовлении одной асферической поверхности необходимо изготовить и аттестовать несколько промежуточных волновых компенсаторов. В случае же асферизации ионным пучком мы получаем контролируемый компьютером процесс, позволяющий провести асферизацию за один цикл, соответственно не требуется изготовление дополнительных промежуточных волновых компенсаторов для аттестации поверхности.

Методика асферизации

Глубокая асферизация (максимальное отклонение от ближайшей сферы до 100 мкм) проводится с помощью широкоапертурных источников ускоренных ионов (КЛАН-103М и КЛАН-163М, Платар, Москва) по схеме, представленной на рисунке 1. Между источником ускоренных ионов и сферической заготовкой устанавливается диафрагма/маска, через которую проводится травление.

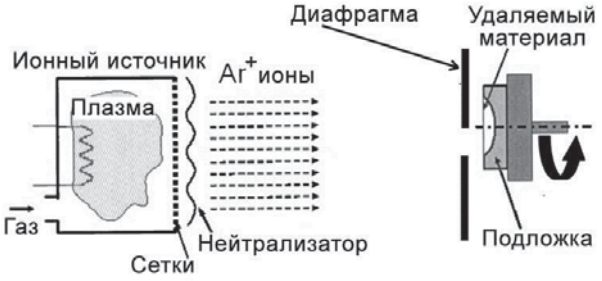


Рисунок 1. Схема процесса асферизации для случая осесимметричной асферики

Процедуру травления можно разделить на следующие действия:

1. На первом этапе прописывается распределение ионного тока в пучке.
2. Производится расчет диафрагмы (с учетом заданного профиля асферики и распределения ионного тока по апертуре).
3. Проводится проверка полученного профиля на плоских образцах и вносятся соответствующие коррективы в форму диафрагмы.
4. Непосредственно процедура асферизации (травление сферической заготовки квазипараллельным пучком ускоренных ионов через формирующую диафрагму).

5. Контроль формы поверхности оптического элемента (либо с применением волнового корректора на интерферометре с дифракционной волной сравнения, либо по анализу изображений).

Измерение пространственного распределения ионного тока производится при помощи «цилиндра Фарадея» с диаметром входного отверстия 2 мм.

Для проверки профиля травления изначально эксперименты проводятся на плоских образцах, часть поверхности которых закрывается маской, проходящей из центра вращения радиально на периферию образца. Затем производится травление по схеме, представленной на рисунке 1. В результате на образце формируется ступенька с распределением глубины от центра вращения к периферии, соответствующим или близким к расчетному.

Измерение глубины травления проводится с помощью интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000: измеряется высота образовавшейся ступеньки в зависимости от координаты от центра вращения, определяется глубина съёма материала и рассчитывается скорость травления в соответствующей координате.

Затем получившийся профиль сравнивается с расчетным. В случае несовпадения вида расчетного профиля и экспериментально полученного на тестовом образце вносятся поправки в форму маски. Общие принципы коррекции формы диафрагмы заключаются в следующем: если на некотором расстоянии от центра вращения наблюдается «перетрав» (глубина травления больше расчетной), на этом радиусе открытая длина дуги должна быть уменьшена; соответственно, если имеется «недотрав», то открытая часть диафрагмы на данном радиусе увеличивается. Таким образом, удается добиться соответствия экспериментальных профилей асферизации расчетным кривым.

Проиллюстрируем методику на примере вогнутой подложки Ø106 мм. Профиль асферики (рис. 2).

Для формирования на поверхности соответствующего распределения был произведен расчет экранирующей диафрагмы, через которую планируется производить травление. Расчет производился с учетом распределения ионного тока в пучке. Для образца Ø106 мм диафрагма имела однолепестковую форму, в данном случае ось вращения образца совпадала с одним из краев диафрагмы. Далее в зависимости от линейной скорости при вращении на данном радиусе открывалась дуга определенной длины таким образом, чтобы при прохождении полного круга производился съем материала, соответствующий заданному распределению (рисунок 2). В результате диафрагма имела вид (см. рис. 3).

В результате после коррекции диафрагмы на тестовом образце был сформирован следующий профиль асферизации (рис. 4).

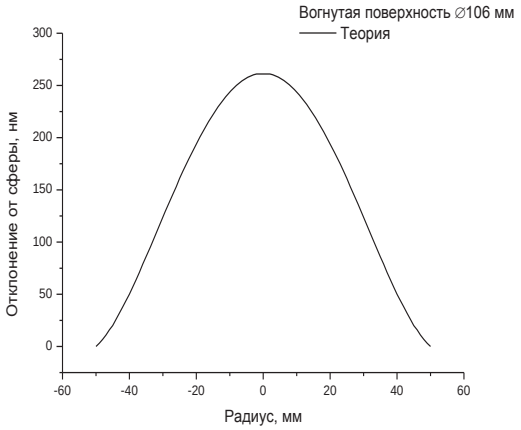


Рисунок 2. Расчетный профиль отклонения асферической поверхности от ближайшей сферы для вогнутой подложки Ø106 мм

Рисунок 3. Схема коррекции вогнутой подложки Ø106 мм. Черный – закрытая область диафрагмы; голубой – открытая область диафрагмы; пунктир – габариты образца (за диафрагмой); красный – пучок ускоренных ионов

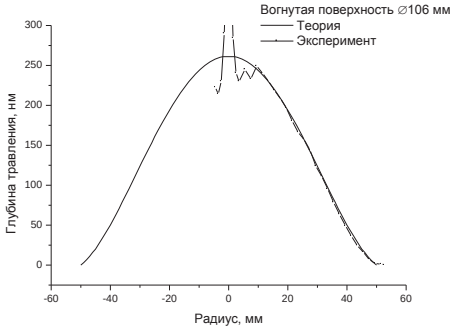


Рисунок 4. Сравнение экспериментального и теоретического профиля отклонения асферической поверхности от ближайшей сферы после коррекции диафрагмы

6. Максимальное отклонение от расчетного профиля (в рабочей области образца, R>9 мм) составило ±10 нм, среднеквадратическое отклонение реального профиля от расчетного не превышает 2 нм.

Многослойные рентгеновские зеркала на основе бериллия

С. Ю. Зуев, В. Н. Полковников*, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*polkovnikov@ipmras.ru

В работе в качестве основы для высокоотражающих (в спектральном диапазоне 2-13 нм) зеркал предлагается применять бериллий. Предварительные оценки показывают, что как пиковый, так и интегральный коэффициенты отражения многослойных зеркал W/Be могут существенно (в полтора-два раза) превосходить характеристики традиционно используемых в поддиапазонах «белых пятен» зеркал W/Si (2-3 нм), Cr/Sc (3-4,5 нм), Cr/C (4,5-5 нм). Среди наиболее важных приложений МЗ на основе бериллия следует указать возможное создание отражающих элементов для установок нанолитографии с рабочей длиной волны 11,2 нм.

Введение

Развитию исследований в таких областях науки, как рентгенофлуоресцентный анализ легких элементов, микроскопия в диапазоне «водного окна», рентгеновская астрономия и проекционная нанолитография следующего поколения во многом препятствуют «белые пятна» многослойной зеркальной рентгеновской оптики, то есть отсутствие эффективно отражающих многослойных зеркал МЗ для ряда диапазонов длин волн.

Как правило, высоких пиковых коэффициентов отражения удается достигать вблизи краев поглощения элементов, на базе которых синтезируются зеркала. Вдали от этих областей спектра эффективность отражающих покрытий может значительно снижаться, что и приводит к образованию упомянутых «белых пятен». Например, в области мягкого рентгеновского излучения выделяется ограниченный набор таких краев поглощения: Sc (λ = 3,14 нм), C (λ = 4,47 нм), B (λ = 6,63 нм). И если вблизи этих длин волн МЗ на основе Sc, C и B соответственно еще обеспечивают более или менее высокие коэффициенты отражения, то в промежуточных диапазонах ощущается острая нехватка высокоотражающих покрытий.

Таким образом, разработка и синтез эффективных МЗ для диапазона 2-13 нм по-прежнему остается актуальной задачей.

В данной работе в качестве основы для высокоотражающих в рассматриваемом спектральном диапазоне зеркал предлагается применять бериллий. Предварительные оценки показывают, что как пиковый, так и интегральный коэффициенты отражения МЗ W/Be могут существенно (в полтора-два раза) превосходить характеристики традиционно используемых в поддиапазонах «белых пятен» зеркал W/Si (2-3 нм), Cr/Sc (3-4,5 нм), Cr/C (4,5-5 нм). Кроме того, в рассматриваемом диапазоне длин волн структуры W/Be могут выступать не только как зеркала, но и как поляризаторы на пропускание. Среди наиболее важных приложений МЗ на основе бериллия следует указать возможное создание отражающих элементов для установок нанолитографии следующего поколения.

В настоящее время интенсивно ведутся предварительные работы по проекту создания литографов с рабочей длиной волны λ=6,7 нм (МЗ La/B и La/B_4C). Однако это не единственный и, возможно, не оптимальный путь развития. Оценки показывают, что пропускная способность системы из 10 зеркал, оптимизированных на λ=6,7 нм, в несколько раз хуже, чем такая же характеристика системы из 10 Be-содержащих (Mo/Be, Ru/Be) зеркал, оптимизированных на λ=11,2 нм. Это, с учетом вдвое большего коэффициента конверсии соответствующих источников излучения, говорит о предпочтительности развития технологии литографии с рабочей длиной волны 11,2 нм [1].

Однако разработке многозеркальных проекционных схем должно предшествовать изучение возможностей создания высокоэффективных зеркал нормального падения, оптимизированных на λ= =11,2 нм. Такие зеркала могут быть реализованы только на основе бериллия.

МЗ на основе Be

Зеркала на основе бериллия уже давно привлекали к себе внимание благодаря теоретической возможности обеспечения пика отражения выше 70% вблизи края поглощения этого элемента (λ=11,2 нм). В работе [2] изучались структуры Mo/Be. При этом был достигнут пиковый коэффициент отражения на этой длине волны 70,1% при теоретическом пределе 75,6%. Можно отметить, что даже такая величина номинально превосходит (или, как минимум, не уступает) стандартно получаемые R=69-70% для зеркал Mo/Si, применяемых в оптических схемах установок литографии с рабочей длиной волны 13,5 нм. И это интересно с точки зрения получения большего пространственного разрешения литографического оборудования путем перехода к более короткой рабочей длине волны.

До сих пор всеобщее внимание разработчиков литографического оборудования было обращено на перспективную в данном отношении длину волны λ=6,7 нм. В этом направлении уже достигнуты определенные успехи. В частности, пиковые коэффициенты МЗ, предназначенных для работы вблизи λ=6,7 нм, вплотную приближаются к 60% [3]. Тем не менее, как уже отмечалось выше, оценки показывают, что даже при достижении 70-80% из-за чрезвычайно низкой ширины кривой отражения система из 10 зеркал, оптимизированная на 6,7 нм, будет пропускать в несколько раз меньше сигнала, чем такая же система из Mo/Be зеркал, оптимизированная на 11,2 нм. Можно также упомянуть меньшую чувствительность фоторезистов для диапазона вблизи λ=6,7 нм.

Все это приведет к низкой производительности литографов при технологии 6,7 нм. Именно поэтому существует необходимость поиска альтернативного пути развития исследований в области создания нанолитографов следующего поколения. Наиболее перспективным видится переход к длине волны 11,2 нм. Тем более, что здесь видятся пути дальнейшего повышения эффективности оптических схем.

Например, спектральная ширина кривой отражения МЗ Mo/Be существенно ниже такой же характеристики МЗ Mo/Si - 0,33 и 0,53 нм, соответственно. Этот фактор негативным образом может сказаться на эффективности системы из 10 Mo/Be-зеркал в сравнении с 10-зеркальной системой Mo/Si-зеркал. Однако переход от Mo/Be зеркал к структурам на основе Ru/Be должен позволить увеличить спектральную полосу пропускания зеркал с 0,33 нм до 0,407 нм [1].

Подобные структуры могут представлять интерес не только для решения задач создания установок проекционной литографии следующего поколения. В частности, возможности изучения солнечной короны ограничиваются доступными эффективными отражающими покрытиями. Фактически до сих пор не имелось МЗ нормального падения с высокими (порядка 40-70%) коэффициентами отражения в спектральной области за L-краем поглощения кремния, то есть в диапазоне λ<12,5 нм. Зеркала же на основе бериллия позволят перекрыть область 11,2-12,5 нм.

В области мягкого рентгеновского излучения (2-6 нм) для задач рентгенофлуоресцентного анализа легких элементов или для разработки оптических схем рентгеновского микроскопа используются зеркала на основе W/Si, Cr/Sc, Cr/C. Для всех этих пар экспериментально полученные коэффициенты отражения до сих пор остаются неудовлетворительно низкими и не превышают 17% в самом лучшем случае. В сочетании с предельно узкой полосой пропускания эта характеристика позволяет говорить о необходимости разработки более эффективных покрытий, обладающих большими величинами интегральных коэффициентов отражения. Таким покрытием может стать структура W/Be. Оценки показывают, что в рассматриваемом диапазоне длин волн пиковый коэффициент отражения МЗ W/Be может достигать 25% при вдвое большей спектральной полосе пропускания.

К сожалению, из-за сложностей удовлетворения требованиям санитарных норм и высокой токсичности бериллия работы с этим материалом практически прекращены, и все исследования замерли на уровне пятнадцатилетней давности.

Литература

1. N. I. Chkhalo, N. N. Salashchenko // AIP ADVANCES, V. 3, 082130-1 (2013).
2. C. Montcalm, S. Bajt, P. Mirkarimi et al. // SPIE, V. 3331, 42-51 (1998).
3. N. I. Chkhalo, S. Kunstner, V. N. Polkovnikov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 102, 011602-1 (2013).

Высокоотражающие зеркала Al-MgF_2 для экстремального и вакуумного УФ диапазонов

С. Ю. Зуев, В. Н. Полковников*, Н. И. Чхало, Р. А. Шапошников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*polkovnikov@ipmras.ru

В работе изучаются зеркала на основе алюминия для диапазона длин волн 100-200 нм. Алюминий осаждался методом магнетронного напыления на подложки из кристаллического кремния. Для защиты зеркала на его поверхность методом вакуумного испарения наносились слои MgF_2. В работе изучается временная стабильность отражательных характеристик таких зеркал.

Спектральный диапазон 100-200 нм, зеркала для которого рассматриваются в данной работе, включает в себя многие важные для астрофизики спектральные линии. Разработка и изучение свойств зеркал для этого диапазона является важной научной и практической задачей.

В ИФМ РАН на базе установки магнетронного и ионно-пучкового напыления многослойных структур [1] создан стенд для осаждения зеркал дальнего ультрафиолетового диапазона. Для этого на один из магнетронов установлена мишень алюминия. Этот сектор стенда предназначен для нанесения отражающего покрытия методом магнетронного напыления. Распыление алюминия проводится на постоянном токе в среде аргона при давлениях порядка 0,1 Па.

На место другого магнетрона установлен вакуумный испаритель, нагреваемый посредством пропускания через него тока величиной порядка 40 А. В этом секторе происходит осаждение на поверхность зеркала защитного покрытия на основе MgF_2. С помощью фигурных диафрагм, расположенных между источниками вещества и подложкой, достигается равномерность распределения распыляемого вещества на уровне 1-2% подложек с габаритами порядка 200 мм и около 0,5% для подложек с габаритами порядка 100 мм.

Давление остаточных газов в камере не превышает 10^{-4} Па.

Толщины покрытий, как отражающего, так и защитного, определялись по результатам предварительных экспериментов с привлечением дифрактометра Philips XPert Pro (λ = 0,154 нм). Измерения зеркал в рабочем спектральном диапазоне проводились с использованием газоразрядного источника с монохроматором LHT-30 на длинах волн 112 нм, 120 нм и 149 нм.

В предварительных экспериментах определялась оптимальная толщина защитного MgF_2-покрытия, препятствующая временной деградации отражательной способности зеркал. Их результаты представлены в таблицах 1-3.

Таблица 1. Отражательная способность зеркал Al без защитного покрытия.

Возраст зеркала	**112 нм**	**120 нм**	**149 нм**
2 суток	19%	25%	34,5%
7 суток	13,5%	18,7%	32%
20 суток	8,7%	12,7%	28,8%

Таблица 2. Отражательная способность зеркал Al-MgF_2 с толщиной защитного покрытия 5 нм.

Возраст зеркала	**112 нм**	**120 нм**	**149 нм**
3 суток	13,8%	26,4%	30,7%
8 суток	15%	23,6%	26,2%
21 сутки	15,8%	23,3%	25,2%

Таблица 3. Отражательная способность зеркал Al-MgF_2 с толщиной защитного покрытия 10 нм.

Возраст зеркала	**112 нм**	**120 нм**	**149 нм**
6 суток	16,7%	50,7%	56,3%
11 суток	13,6%	41,6%	54,5%
24 суток	12,7%	40%	54%

Литература

1. И. Г. Забродин, Б. А. Закалов, И. А. Каськов и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. № 7. С. 1 (2013).

Узкополосные многослойные зеркала для окрестности 13 нм

Ю. А. Вайнер, В. О. Догадин, С. Ю. Зуев, В. Н. Полковников*, Н. Н. Салащенко

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*polkovnikov@ipmras.ru

Работа посвящена разработке и синтезу узкополосных многослойных зеркал, оптимизированных на длины волн вблизи 13 нм. Зеркала должны иметь спектральную полосу пропускания, значительно более узкую, чем у традиционно применяемых в этом диапазоне Mo/Si-зеркал.

Прямое наблюдение атмосферы Солнца, излучающей в рентгеновском и ЭУФ диапазонах, имеет большое научное и практическое значение. Солнце – это единственная звезда, располагающаяся в непосредственной близости от Земли и доступная для детального изучения. Только из наблюдений за процессами, протекающими в его атмосфере, можно делать выводы о внутренней динамике звезд. Кроме того, солнечная атмосфера определяет состояние межпланетной и околоземной среды. Без изучения явлений в солнечной атмосфере и, в частности, в короне, невозможно предсказание изменения состояния ионосферы Земли или радиационного фона.

Эксперименты, построенные на основе изображающей спектроскопии и направленные на изучение короны Солнца, ведутся с 1980-х годов. Оптической основой этих экспериментов являются многослойные интерференционные зеркала. Развитие методик, новые задачи и подходы предъявляют все более возрастающие требования к качеству зеркал, прежде всего, с точки зрения их пространственного, спектрального разрешения и коэффициентов отражения. В частности, для изучения вопросов энерговыделения в короне необходимо провести наблюдение солнечных структур, имеющих широкий разброс по шкале температур (от 100 тыс. до 2 млн. градусов), а значит, и по спектру, с пространственным разрешением лучше 200 км. И только совершенствование уже известных многослойных зеркал и создание новых типов позволит решить встающие перед астрофизикой задачи ближайшего десятилетия.

В основе получения научной информации с помощью таких обсерваторий программы КОРОНАС лежит метод изображающей спектроскопии Солнца в ВУФ диапазоне, разработанный и реализованный в ФИАН в 1980-е годы и впервые примененный в космическом эксперименте ТЕРЕК на межпланетной станции ФОБОС-1 (1988 год). Данный метод основан на совмещении телескопических изображений и спектральных данных об излучении короны. Первые дают привязку по солнечному диску, а также конфигурацию изучаемых структур, вторые – данные о состоянии плазмы в локализованной области (состав, плотность, температура). Фактически все сводится к получению изображений Солнца в предельно узких спектральных диапазонах (в идеале – в монохроматических линиях) в ВУФ и мягкой рентгеновской областях спектра.

Сложность обеспечения соответствия характеристик зеркал этому требованию связана с ужесточением ограничений, накладываемых на допустимую полуширину спектра отражения МЗ. Дело в том, что проведение диагностики корональной плазмы по телескопическим изображениям затруднено ввиду того, что в спектральный диапазон чувствительности телескопа попадает множество спектральных линий, формируемых в разных условиях. Спектральная чувствительность телескопа определяется полушириной спектра отражения входящих в состав схемы зеркал. Однако уменьшение этого параметра обычно сопровождается некоторым снижением пикового коэффициента отражения. Поэтому при разработке и синтезе МЗ для космических экспериментов будущего возникает необходимость поиска оптимального соотношения величины спектральной селективности и коэффициента отражения.

Далеко не всегда МЗ, разработанные в предыдущие два десятилетия, удовлетворяют требованиям новых экспериментов. И только совершенствование

уже известных многослойных зеркал и создание новых типов позволит решить встающие перед астрофизикой задачи ближайшего десятилетия.

На 2015 г. запланирован запуск ещё одной обсерватории, ориентированной на наблюдение за солнечной активностью. Проект получил наименование «Кортес». В нем предполагается использование следующих каналов регистрации: λ = 13,4 нм, 17,2 нм, 30,4 нм и 58,4 нм. В таблице 1 приведены требуемые полосы пропускания каналов и отдельных МЗ.

Таблица 1. Полосы пропускания каналов регистрации и индивидуальных отражающих покрытий узкополосного телескопа обсерватории «Кортес»

Канал, нм	13,4	17,2	30,4	58,4
Δλ канала, нм	0,2	0,3	2	2
Δλ зеркала, нм	0,28	0,42	3	3

Таким образом, для работы в окрестности длины волны 13 нм необходимы многослойные зеркала со спектральной полосой пропускания Δλ = 0,28 нм. Широко применяемые в этом диапазоне длин волн Mo/Si-зеркала имеют Δλ = 0,53 нм (при пиковом значение коэффициента отражения до 70%) и, следовательно, не удовлетворяют требованиям эксперимента «Кортес».

Достичь снижения величины Δλ можно путем снижения в периоде структуры доли материала, обладающего большим поглощением в рабочем диапазоне. В данном случае это молибден. Доля молибдена в зеркале, параметры которого оптимизированы на максимум коэффициента отражения (70%), составляет 0,42. Теоретически величина Δλ = 0,3 нм достигается при снижении доли молибдена до 0,115, что соответствует индивидуальной толщине слоя Mo около 0,8 нм. Но, во-первых, при этом пиковое значения коэффициента отражения ожидается на уровне 41%. Во-вторых, эти расчеты не учитывают возможного эффекта уменьшения плотности слоем Mo. А это, в свою очередь, также должно привести к еще более значительному снижению коэффициента отражения.

Другим путем уменьшения Δλ для зеркал, оптимизированных на 13 нм, является замена молибдена менее поглощающим материалом и при этом имеющим заметный оптический контраст с кремнием. Таким материалом, например, может быть цирконий.

Расчеты показывают, что при доле индивидуального слоя циркония в периоде около 0,3 спектральная полоса пропускания зеркала Zr/Si будет составлять около 0,3 нм при пиковом значении коэффициента отражения около 50%.

В случае перемешивания циркония и кремния на границах раздела будет происходить уширение переходных областей, что повлечет за собой снижение как полосы пропускания (положительный эффект), так и коэффициента отражения (отрицательный эффект). Возможно, в процессе синтеза таких структур потребуется применить методику осаждения барьерных слоев третьего материала. Таким материалом может служить карбид бора B_4C.

Внутренние напряжения в многослойных зеркалах для рентгеновской астрономии

В. Н. Полковников*, Н. Н. Салащенко, С. Д. Стариков

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*polkovnikov@ipmras.ru

В работе решается проблема упругих деформаций многослойных структур на подложках, являющихся следствием наличия внутренних механических напряжений в структуре. Рассмотрены два варианта решения. Первый: поиск состава отражающего покрытия с нулевым значением внутренних напряжений. Второй: компенсация деформаций посредством нанесения буферной пленки на основе Cr/Y. Изучены внутренние напряжения в многослойных структурах Al/Si, Al/Zr, Si/B_4C/Mg/Cr и Cr/Y. Обсуждены принципы расчета параметров буферной пленки.

Введение

Решение большинства фундаментальных вопросов физики звезд выполняется на основе непосредственных наблюдений за ближайшей к Земле звездой - Солнцем. В частности, сейчас перед астрофизикой стоят такие задачи, как определение механизмов нагрева солнечной короны, переноса энергии и вещества из нижних слоев солнечной атмосферы в верхние, исследование связей между микро- и макропроявлениями солнечной активности. Их решение в настоящее время ограничивается угловым (пространственным) разрешением орбитальных телескопов, самые лучшие из которых – специализированная обсерватория TRACE [1] и наиболее современная солнечная обсерватория NASA SDO [2] – имеют этот показатель на уровне 0,5-0,6 угловой секунды. Увеличение углового разрешения до 0,1 угловой секунды должно стать следующим шагом на пути разрешения вышеупомянутых спорных вопросов [3]. Именно такое разрешение предполагается реализовать в рамках российского эксперимента «Арка» (планируемый год вывода на орбиту - 2015).

В состав комплекса аппаратуры «Арка» входят три телескопа. Все три инструмента построены по схеме Ричи-Кретьена, т.е. представляют собой двухзеркальные телескопы с гиперболическими зеркалами. Главное зеркало является вогнутым (собирающим); вторичное зеркало – выпуклое (рассеивающее). Рабочими каналами регистрации, лежащими в ЭУФ области спектра, являются λ=17,2 нм (два телескопа) и λ=30,4 нм (один телескоп). Рекордное угловое разрешение должны обеспечить, во-первых, значительные апертуры телескопов (диаметр главного зеркала до 250 мм), во-вторых, высокая точность формы гиперболических зеркал, что должно минимизировать аберрации объектива.

Также на 2015 г. запланирован запуск ещё одной обсерватории, ориентированной на наблюдение за солнечной активностью. Проект получил наименование «Кортес». В нем предполагается использование следующих каналов регистрации: λ=17,2 нм, 30,4 нм и 58,4 нм.

Согласно критерию Марешаля для достижения дифракционного качества изображений корень квадратный из среднеквадратической аберрации объектива должен удовлетворять условию СКО<λ/14, где λ – длина волны излучения. То есть для случаев λ=17,2 нм, λ=30,4 нм и λ=58,4 нм эта величина должна быть меньше 1,2 нм, 2,1 нм и 4,1 нм, соответственно. В ИФМ РАН создан комплекс для изготовления прецизионной изображающей оптики с точностью формы на субнанометровом уровне [4]. С его помощью возможно создание подложек для зеркал обсерваторий «Арка» и «Кортес». Однако возникающие в процессе роста структуры на подложке внутренние механические напряжения способны приводить к отклонению начальной формы до десятых долей микрометра (зависит от величины внутренних напряжений, от материала и толщины подложки). Таким образом, на первый план выходит изучение и компенсация внутренних напряжений в отражающих покрытиях.

Сохранение исходной поверхности на начальном уровне после осаждения отражающего покрытия может быть достигнуто двумя методами. Первый путь заключается в нанесении на подложку многослойного зеркала, имеющего близкое к нулю значение внутренних напряжений (т.н. бесстрессовая структура). Этого можно попытаться добиться, соответствующим образом подбирая индивидуальные толщины материалов в периоде. В ситуации, когда различные материалы зеркала имеют противоположный знак

внутренних напряжений, при определенном их соотношении структура может стать бесстрессовой. Однако данный метод не всегда является оптимальным. Главным образом потому, что состав многослойной структуры, обеспечивающий минимум внутренних напряжений, редко соответствует ее оптимальным отражательным характеристикам (максимальному коэффициенту отражения, сочетающемуся с более узкой спектральной полосой пропускания). К тому же, существуют случаи, когда в принципе невозможно получить бесстрессовую структуру (силы внутренних напряжений всех материалов в периоде имеют одинаковый знак).

Вторым методом является нанесение между подложкой и отражающим покрытием структуры, компенсирующей внутренние напряжения зеркала. Этот метод тем более предпочтителен, что компенсирующая пленка одновременно может выполнять роль асферизующего покрытия, а также жертвенного слоя в случае необходимости реставрации подложки.

Экспериментальные результаты

Для диапазона длин волн за краем поглощения Al Lα (λ=17,1 нм) целесообразно применение многослойных зеркал именно на основе алюминия. Наибольшим коэффициентом отражения обладают зеркала Al/Zr. Поскольку величина пикового коэффициента отражения является одним из ключевых свойств зеркал, предназначенных для построения оптических схем телескопов, на первом этапе изучались внутренние напряжения именно этих структур.

В таблице 1 приведены зависимости отражательных характеристик и величины внутренних напряжений Al/Zr-зеркал от доли циркония в периоде β_{Zr}.

Таблица 1. Характеристики МЗ Al/Zr в зависимости от доли циркония в периоде.

β_{Zr}	0,3	0,38	0,44
R,%	55,5	52	50
λ/Δλ	27,6	21,9	22,5
s, МПа (1 сутки)	348	131	-61
s, МПа (27 суток)	356	172	-50

Единственным недостатком Al/Zr-зеркал является их величина спектральной селективности, или спектральная полоса пропускания, взятая на уровне половины от максимума отражения Δλ. Для изучаемых образцов она составляет около 0,6 нм, в то время как условия проведения эксперимента «Арка» ограничивают эту величину 0,42 нм. Необходимость уменьшения полосы пропускания зеркала может потребовать перехода к иному составу многослойной структуры. Например, Al/Si-зеркала в этом диапазоне длин волн имеют полосу пропускания около 0,3 нм. Поэтому на втором этапе экспериментов изучались свойства зеркал на основе Al/Si.

Внутренние напряжения для покрытий Al/Si также изучались как функция доли тяжелого материала (в данном случае кремния) в периоде β_{Si}. Полученная зависимость s как сразу после напыления, так и через неделю, приведена в таблице 2.

Таблица 2. Характеристики МЗ Al/Si в зависимости от доли кремния в периоде.

β_{Si}	0,31	0,4	0,47
R,%	-	46	48
s, МПа (1 сутки)	-104	-169	-252
s, МПа (27 суток)	-96	-150	-236

Литература

1. B. N. Handy, L. W. Acton, C. C. Kankelborg et al. // Solar Physics, V. 2, 229-260 (1999).
2. J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin, et al. // Solar Physics, V. 1-2, 17-40 (2012).
3. С. А. Богачев, С. В. Кузин, А. А. Перцов и др. // Труды научно-технического семинара «Научные эксперименты на малых космических аппаратах», Таруса, 5 (2012).
4. С. Ю. Зуев, Е. Б. Клюенков, А. Е. Пестов и др. // Известия РАН. Серия физическая, Т. 75, № 1, 57-60 (2011).

Апериодические многослойные зеркала для проекта «Кортес»

С. Ю. Зуев, В. Н. Полковников*, Н. Н. Салащенко, С. Д. Стариков

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*polkovnikov@ipmras.ru

Представлены экспериментальные результаты по синтезу опытных экземпляров апериодических широкополосных многослойных зеркал, предназначенных для построения оптических схем телескопов обсерватории «Кортес».

Введение

В разрабатываемой ФИАН им. П.Н. Лебедева обсерватории «Кортес» [1] предполагается использование следующих оптических схем и каналов регистрации:
1) Двухзеркальный объектив Ричи-Кретьена с узкополосными зеркалами, оптимизированными на λ=13,4 нм, 17,2 нм, 30,4 нм и 58,4 нм.
2) Однозеркальный объектив Шмидта с узкополосными зеркалами на λ=30,4 нм и 121,6 нм. Диаметр вогнутого асферизованного зеркала D=130 мм, радиус кривизны R=616 мм.
3) Двухзеркальный объектив Ричи-Кретьена с широкополосными зеркалами на диапазоны 17-21 нм, 24-29 нм и 28-33 нм. Первичное зеркало: D=100 мм, R=872,21 мм. Вторичное зеркало: D=62 мм, R=980,4 мм.

Первый и второй пункт подразумевают использование традиционных многослойных зеркал нормального падения. В третьей схеме из-за значительных полос пропускания возникает необходимость применения апериодических многослойных зеркал.

Методика эксперимента

В рассматриваемом диапазоне длин волн (17-33 нм) универсальной парой элементов являются Mo и Si. Универсальность ее заключается в обеспечении относительно высокого коэффициента отражения во всем диапазоне. Поэтому все многослойные зеркала в данной работе выполняются на базе Mo/Si.

Многослойные зеркала осаждались методом магнетронного распыления на подложки из полированного кремния с величиной среднеквадратической шероховатости около 0,3 нм. Распыление мишеней проводилось на постоянном токе в среде аргона при давлениях порядка 0,1 Па. Давление остаточных газов было не выше 10^{-4} Па.

Вакуумная камера представляет собой цилиндрический объем высотой 0,5 м и диаметром 0,8 м. Внутри по окружности установлены четыре круглых планарных магнетрона диаметром 150 мм. Над каждым магнетроном расположены фигурные прецизионные диафрагмы, обеспечивающие равномерное или с заданным распределением нанесение распыляемых материалов на подложку. Выше диафрагм расположен вращающийся экран, во вскрытом гнезде которого крепится подложка, имеющая возможность вращаться как вместе с экраном вокруг оси камеры, так и независимо вокруг своей оси.

Скорость напыления (и, следовательно, толщину растущего слоя) можно регулировать изменением токов на магнетронах, а также скоростью прохождения подложки над ними. Характерные значения скорости роста пленок составляют порядка 0,1-1 нм/с.

В случае роста периодических структур скорость прохода подложки над каждым из материалов и электрическая мощность, подводимая к магнетронам, строго фиксируются в процессе синтеза. Для создания апериодических структур требуется изменение того или другого параметра в соответствии с рассчитанными оптимальными толщинами материалов.

Измерения зеркал в рабочем спектральном диапазоне проводились с использованием газоразрядного источника (линия излучения Не 30,4 нм) с монохроматором LHT-30, а также с использованием стенда, созданного на основе спектрометра-монохроматора РСМ-500.

Экспериментальные результаты

На рисунке 1 экспериментальными точками приведена спектральная зависимость коэффициента отражения широкополосного зеркала SS-181, состоящего из 20 слоев кремния (толщины изменяются в пределах 2-13 нм) и 20 слоев молибдена (толщины изменяются в пределах 3,5-4,5 нм). Красная сплошная кривая соответствует теоретическому расчету такой структуры с величинами переходных областей Si-на-Mo 0,8 нм и Mo-на-Si 1 нм.

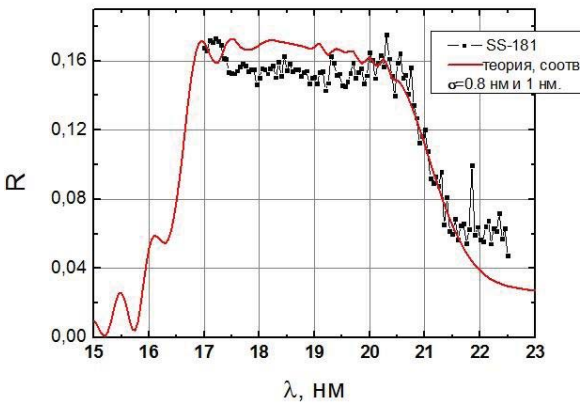


Рисунок 1. Спектральные зависимости коэффициента отражения для образца SS-181: экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная кривая красного цвета)

Из приведенной зависимости хорошо видно, что такое зеркало обеспечивает практически постоянный коэффициент отражения (около 15,5%) в широком диапазоне длин волн (17-21 нм), что и требуется для первого зеркала широкополосного объектива Ричи-Кретьена.

Относительно небольшие отклонения (порядка 2%) толщин материалов при напылении приводят к наклону «полочки» отражения.

На рисунке 2 приведена угловая зависимость коэффициента отражения для образца SS-181, снятая на длине волны 17,2 нм. Аналогичным образом теоретическая зависимость представлена сплошной красной кривой, а экспериментальная – точками.

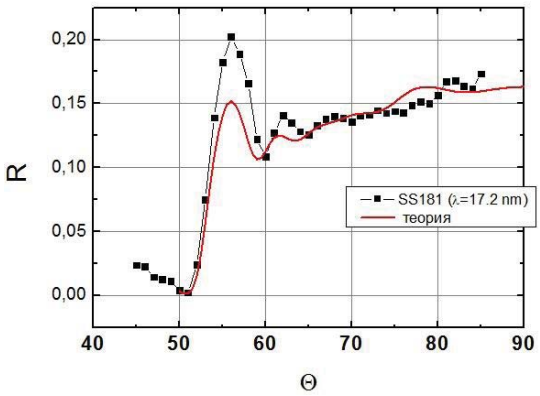


Рисунок 2. Угловые зависимости коэффициента отражения для образца SS-181: экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная кривая красного цвета)

Литература

1. С. В. Шестов, С. В. Кузин, А. А. Перцов и др. // Труды XVII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород. С. 340 (2013).

Многослойные зеркала для астрофизических экспериментов

Ю. А. Вайнер[1], С. Ю. Зуев[1], С. В. Кузин[2], В. Н. Полковников[1,*], Н. Н. Салащенко[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, д. 53, Москва, 119991.

*polkovnikov@ipmras.ru

Представлены результаты расчётов, оптимизации, изготовления и измерений отражательных характеристик многослойных зеркал для ряда длин волн из диапазона 13-60 нм. Интерес к конкретным длинам волн связан с подготовкой к продолжению исследований Солнца в рамках российских проектов «Арка» и «Кортес». Предложенные многослойные зеркала обеспечивают оптимальное сочетание коэффициента отражения и высокой спектральной селективности. Кроме того, в работе решается проблема упругих деформаций многослойных структур на подложках, являющихся следствием внутренних механических напряжений в структуре.

Введение

Непосредственное наблюдение солнечной короны, излучающей в рентгеновском и экстремальном ультафиолетовом (ЭУФ) диапазонах, имеет большое научное и практическое значение. Фундаментальное значение этих исследований определяется тем фактом, что Солнце – это единственная звезда, располагающаяся в непосредственной близости от Земли и доступная для детального изучения. Только из наблюдений за процессами, протекающими в его атмосфере, можно делать выводы по некоторым вопросам космологии, в частности о внутренней динамике звезд. Кроме того, солнечная атмосфера определяет состояние межпланетной и околоземной среды.

Эксперименты, построенные на основе изображающей спектроскопии и направленные на изучение короны Солнца, ведутся с 1980-х годов. Оптической основой этих экспериментов являются многослойные интерференционные зеркала (МЗ). Развитие методик, новые задачи и подходы предъявляют все более возрастающие требования к качеству зеркал, прежде всего, с точки зрения их пространственного, спектрального разрешения и коэффициентов отражения. В частности, для изучения вопросов энерговыделения в короне необходимо провести наблюдение солнечных структур, имеющих широкий разброс по шкале температур (от 100 тыс. до 2 млн. градусов), а значит, и по спектру, с пространственным разрешением лучше 200 км [1]. Эти условия приводят к увеличению апертуры зеркал, диаметры которых уже должны быть порядка 250 мм. Кроме того, возрастают и требования к точности формы их поверхности.

Регистрация быстро протекающих процессов требует от оптической схемы временного разрешения порядка секунды. Временное разрешение космических телескопов во многом определяется уровнем полезного сигнала на детекторе. А он, в свою очередь, зависит от коэффициента отражения зеркал на регистрируемой длине волны. На данный момент рекордное временное разрешение (4-5 с) достигнуто в рамках проведения эксперимента ТЕСИС (2009 г.) [2]. Для улучшения этого параметра в будущем, кроме улучшения характеристик детекторов на основе ПЗС-матриц, необходимо увеличивать или, как минимум, не снижать соответствующие коэффициенты отражения МЗ.

Сложность обеспечения соответствия характеристик зеркал этому требованию связана с ужесточением ограничений, накладываемых на допустимую полуширину спектра отражения МЗ. Дело в том, что проведение диагностики корональной плазмы по телескопическим изображениям затруднено ввиду того, что в спектральный диапазон чувствительности телескопа попадает множество спектральных линий, формируемых в разных условиях. Спектральная чувствительность телескопа определяется полушириной спектра отражения входящих в состав схемы зеркал. Однако уменьшение этого параметра обычно сопровождается некоторым снижением пикового коэффициента отражения. Поэтому при разработке и синтезе МЗ для космических экспериментов будущего возникает необхо-

димость поиска оптимального соотношения величины спектральной селективности и коэффициента отражения.

Далеко не всегда МЗ, разработанные в предыдущие два десятилетия, удовлетворяют требованиям новых экспериментов. И только совершенствование уже известных многослойных зеркал и создание новых типов позволит решить встающие перед астрофизикой задачи ближайшего десятилетия.

Обсерватории «Арка» и «Кортес»

Регистрацию изображений Солнца с пространственным разрешением до 70 км (0,1 угл. с) и временным разрешением, достигающим 1 с, планируется осуществить с помощью российской околоземной орбитальной обсерватории «Арка» (планируемый год запуска – 2015) [1]. Таким образом, планируемое пространственное разрешение обсерватории «Арка» должно быть в 5 раз лучше, чем у специализированной обсерватории TRACE [3], и в 6 раз лучше, чем разрешение наиболее современной солнечной обсерватории NASA SDO [4]. Планируемое временное разрешение в 30 раз выше, чем у TRACE, и в 10 раз выше, чем у SDO.

Важнейшими научными задачами, которые должна помочь решить обсерватория «Арка», являются: определение механизмов нагрева солнечной короны, переноса энергии и вещества из нижних слоев солнечной атмосферы в верхние, исследование связей между микро- и макропроявлениями солнечной активности.

В состав комплекса аппаратуры «Арка» входят три телескопа. Все три инструмента построены по схеме Ричи-Кретьена, т.е. представляют собой двухзеркальные телескопы с гиперболическими зеркалами. Главное зеркало является вогнутым (собирающим); вторичное зеркало – выпуклое (рассеивающее).

Рабочими каналами регистрации, лежащими в ЭУФ области спектра, являются λ = 17,2 нм (два телескопа) и λ = 30,4 нм (один телескоп).

Для решения стоящих перед обсерваторией задач ширины полос пропускания двухзеркальных схем не должны превышать $\Delta\lambda$ = 0,3 нм и $\Delta\lambda$ = 2 нм для λ = 17,2 нм и λ = 30,4 нм соответственно. Если учесть двукратность отражения излучения в объективе, то требования на полосу пропускания отдельных отражающих покрытий становятся следующими: $\Delta\lambda$ = 0,42 нм для канала регистрации λ = = 17,2 нм и $\Delta\lambda$ = 0,3 нм для канала λ = 30,4 нм. При этом пиковый коэффициент отражения необходимо максимизировать для достижения высокого временного разрешения.

Также на 2015 г. запланирован запуск ещё одной обсерватории, ориентированной на наблюдение за солнечной активностью. Проект получил наименование «Кортес» [5]. В нем предполагается использование следующих оптических схем и каналов регистрации:

1) Двухзеркальный объектив Ричи-Кретьена с узкополосными зеркалами, оптимизированными на λ=13,4 нм, 17,2 нм, 30,4 нм и 58,4 нм.

2) Однозеркальный объектив Шмидта с узкополосными зеркалами на λ=30,4 нм и 121,6 нм. Диаметр вогнутого асферизованного зеркала D=130 мм, радиус кривизны R=616 мм.

3) Двухзеркальный объектив Ричи-Кретьена с широкополосными зеркалами на диапазоны 17-21 нм, 24-29 нм и 28-33 нм. Первичное зеркало: D=100 мм, R=872,21 мм. Вторичное зеркало: D=62 мм, R=980,4 мм. Широкие полосы пропускания обусловливают необходимость применения апериодических многослойных зеркал.

В работе приводятся данные по многослойным зеркалам, на базе которых предлагается создавать объективы телескопов обсерваторий «Арка» и «Кортес».

Литература

1. С. А. Богачев, С. В. Кузин, А. А. Перцов и др. // Труды научно-технического семинара «Научные эксперименты на малых космических аппаратах», Таруса, 5. (2012).

2. S. V. Kuzin, S. A. Bogachev, I. A. Zhitnik et al. // Advances in Space Research, V. 43, 1001 (2009).

3. B. N. Handy, L. W. Acton, C. C. Kankelborg et al. // Solar Physics, V. 187, 229 (1999).

4. J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin et al. // Solar Physics, V. 275, 17 (2012).

5. С. В. Шестов, С. В. Кузин, А. А. Перцов и др. // Труды XVII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород. С. 340 (2013).

Рентгеновское рассеяние от фазовой дифракционной решетки на основе кристалла кремния

В. И. Пунегов[1, *], С. И. Колосов[1], Д. В. Иржак[2], Д. В. Рощупкин[2]

1 Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.

2 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, Черноголовка, 142432.

*vpunegov@dm.komisc.ru

Исследовано рассеяние рентгеновских лучей в кристалле кремния, на поверхности которого сформирована периодическая решетка из вольфрамовых полос. На основе уравнений дифракции выполнен расчет рентгеновских полей внутри кристалла. Показано, что в объеме кристалла формируется ромбоидальная структура распределения интенсивности рассеяния из-за экранирования падающего излучения металлической поверхностной решеткой. В рамках этого подхода и феноменологической модели рассчитано угловое распределение интенсивности рассеяния вблизи узла обратной решетки кремния. Теоретические дифракционные картины сравниваются с экспериментальными данными.

Введение

Нетривиальную дифракционную картину углового распределения интенсивности рассеяния наблюдали в [1], исследуя методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии кристалл Si(111), на поверхности которого была сформирована фазосдвигающая решетка (ФСР) из вольфрама с периодом 1 мкм. Необычность полученной карты интенсивности в обратном пространстве заключалась в том, что помимо ожидаемых латеральных сателлитов присутствовали дополнительные вертикальные и диагональные дифракционные порядки. Следует отметить, что ранее подобное, но менее отчетливое распределение дифракционной интенсивности регистрировалось на решетке с периодом 2 мкм [2]. Для объяснения этого явления в [3] предложена феноменологическая дифракционная модель, на основе которой выполнено численное моделирование углового распределения интенсивности рассеяния и проведено сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными. Однако формирование сегментальной структуры рентгеновских полей в объеме кристалла в рамках феноменологической модели [3] являлось лишь предположением. Поэтому данная работа посвящена прямому численному расчету распределения интенсивности в объеме кристалла с ФСР.

Теория

Для расчета рентгеновской дифракции на кристалле с ФСР воспользуемся классическими уравнениями Такаги:

$$(ctg\theta_B \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z})E_0 = ia_0 E_0 + ia_{-h} E_h,$$

$$(ctg\theta_B \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial z})E_h = i(a_0 + \eta)E_h + ia_h E_0, \qquad (1)$$

где в общепринятых обозначениях $a_0 = \pi\chi_0/(\lambda\gamma_0)$, $a_{h,-h} = C\pi\chi_{h,-h}/(\lambda\gamma_{h,0})$, η – угловой параметр, используемый в двухкристальной дифрактометрии в режиме $\vartheta - 2\vartheta$ сканирования, λ – длина волны рентгеновского излучения в вакууме, $\omega = \theta - \theta_B$ – отклонение рентгеновского пучка от угла Брэгга θ_B.

Граничные условия имеют вид: $E_0(x,0) = f(x)$, $E_h(x,l_z) = 0$, l_z – толщина кристалла. Функция $f(x)$ (рис.1) модулирует падающую плоскую волну и описывает пропускающую способность ФСР на поверхности кристалла.

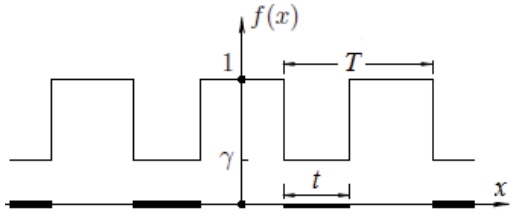


Рисунок 1. Функция пропускания излучения ФСР. *γ* – доля излучения, пропущенного металлической полосой, *t* – ширина полосы, *T* – период решетки

Пусть ширина засветки поверхности ФСР равна *NT*, где *N* – число штрихов решетки, засвеченных падающей волной. Перейдем от функции *f(x)* к ее Фурье-образу:

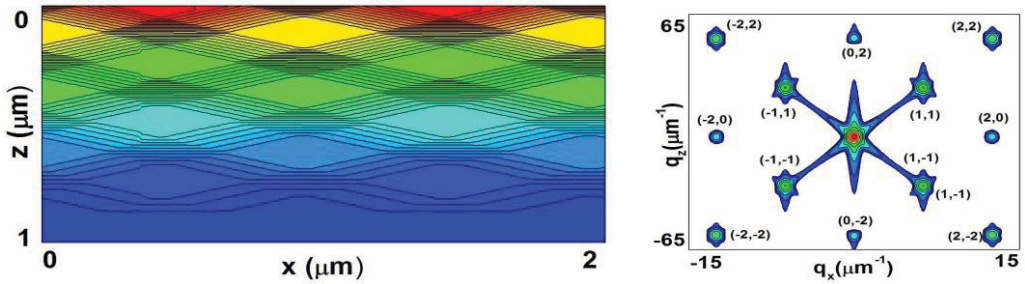
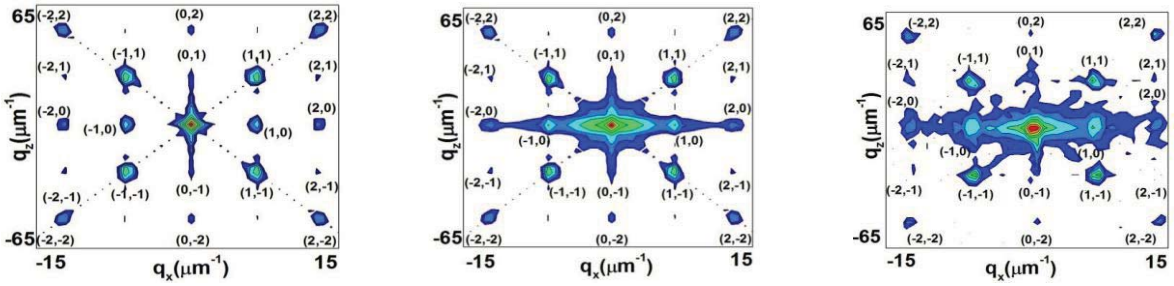


Рисунок 2. Структура рентгеновского поля в объеме кристалла (слева) и расчетная карта распределения интенсивности рассеяния от фазовой решетки



a b c

Рисунок 3. Карты распределения интенсивности рассеяния: a) расчетная когерентная составляющая; b) расчетная карта с учетом диффузного рассеяния; c) экспериментальная карта

$$f(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-i\omega x}dx=\int_{-NT/2}^{NT/2} f(x)e^{-i\omega x}dx.$$

Если число полос N велико, то при $N\to\infty$ вместо Фурье-образа $f(\omega)$ в рассмотрении будут присутствовать Фурье-коэффициенты

$$f_n=(1-\gamma)\sin(\pi n(T-t)/T)/(\pi n),$$

$$f_0=(1-\gamma)(T-t)/T.$$

Амплитуды полей $E_0(x,z)$ и $E_h(x,z)$ представим в виде ряда

$$E_0(x,z)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\tau_n(z)e^{in\omega x},$$

$$E_h(x,z)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\rho_n(z)e^{in\omega x} \qquad (2)$$

с граничными условиями $\tau_n(0)=f_n$ и $\rho_n(l_z)=0$. Коэффициенты в (2) имеют вид

$$\tau_n(z)=e^{i\eta z/2}\left[(s+p)e^{p(l_z-z)}-(s-p)e^{-p(l_z-z)}\right]f_n/Q,$$

$$\rho_n(z)=ia_he^{i\eta z/2}\left[e^{p(l_z-z)}-e^{-p(l_z-z)}\right]f_n/Q,$$

где $Q=(s+p)e^{p}-(s-p)e^{-p}$, $p=\sqrt{s^2+a_ha_{-h}}$, $s=i[n\omega-(2a_0+\eta)/2]$, $\omega=2\pi/T$.

Численное моделирование

На рис. 2 представлены результаты расчетов рентгеновской дифракции на кристалле Si с ФСР. Отметим, что в рамках рассматриваемой модели (рис.1) на карте углового распределения интенсивности рассеяния (рис. 2) отсутствуют некоторые дифракционные порядки, присутствующие в экспериментальных измерениях. Очевидно, это связано с более сложной структурой исследуемых образцов. На рис. 3 показано наилучшее согласование расчетных результатов в рамках феноменологической дифракционной модели [3] и экспериментальных данных.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (пр. № 13-02-00272-а), программы Президиума РАН 12-П-1-1014 и программы фундаментальных исследований УрО РАН 12-У-1-1010.

Литература

1. Д. В. Иржак и др. // Нанофизика и наноэлектроника, Н. Новгород, ИФМ РАН, Т. 2, 602 (2011).
2. A. Erko, A. Firsov // Proc. SPIE. 5539, 148 (2004).
3. В. И. Пунегов, Д. В. Иржак, Д. В. Рощупкин // Рентгеновская оптика, ИПТМ РАН, 96 (2012).

Рекуррентные соотношения в динамической теории рентгеновской дифракции на латеральных системах

С. И. Колосов, В. И. Пунегов *

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.
*vpunegov@dm.komisc.ru

Классическая теория Дарвина, описывающая динамическое рассеяние рентгеновских лучей на плоскопараллельной кристаллической пластине, обобщена на случай латерально ограниченных структур. Получены новые рекуррентные соотношения, описывающие угловое распределение интенсивности рассеяния. Показано, что разработанный теоретический подход позволяет вычислять как кривые дифракционного отражения в разных режимах сканирования, так и карты распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве.

Введение

В настоящее время существуют разные подходы для описания динамической дифракции рентгеновских лучей в кристаллах [1]. Теория дифракции Дарвина [2], основанная на методе рекуррентных соотношений, является наиболее простой и наглядной для решения конкретных задач рассеяния рентгеновских лучей и нейтронов от кристаллов. Этот подход разработан для планарных структур с отражающими атомными плоскостями бесконечных размеров. В последние годы заметно возрастает интерес к дифракции рентгеновских лучей на латеральных структурах. Разные методы динамической дифракции в рамках уравнений Такаги были использованы для вычисления кривых дифракционного отражения от совершенных кристаллов прямоугольного сечения [3]. Однако все эти методы являются весьма трудоемкими, требуют больших временных затрат в процессе вычислений и малопригодны для расчетов карт распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве. Цель данной работы состоит в разработке подхода Дарвина для исследования дифракции рентгеновских лучей в латеральных кристаллах.

Теория

Используем подход Дарвина для описания дифракции от латерально ограниченного кристалла. Обозначим ширину кристалла L_x, а его толщину L_z (рис.1). Выберем следующую систему координат: ось x направлена вдоль входной поверхности кристалла, ось z – в глубь кристалла. Для простоты рассмотрим симметричную дифракцию Брэгга. Левая грань кристалла, на которую падает рентгеновская волна под углом θ_1 к оси x, проходит через начало координат (рис.1). Нанесем на атомные плоскости вдоль оси x разностную сетку с узлами $x_m = m\Delta x$, в которых рентгеновская волна частично отражается и частично проходит к следующей плоскости.

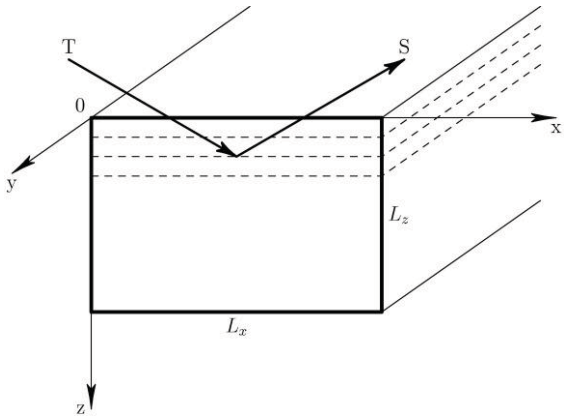


Рисунок 1. Схематическое изображение дифракции на кристалле прямоугольного сечения.

Пусть T_n^m – значение амплитуды проходящей волны непосредственно перед узлом $(m; n)$, S_n^m - соответствующее значение амплитуды отраженной волны. С учетом динамического рассеяния для отраженных S и проходящих T волн можно записать следующие рекуррентные соотношения:

$$T_{n+1}^m = a\,T_n^{m-1} + b_1 S_n^{m-1},$$
$$S_n^m = a\,S_{n+1}^{m-1} + b_2 T_{n+1}^{m-1}, \qquad (1)$$

где в общепринятых обозначениях [1]

$$a = (1 - iq_0)\exp(i\varphi_l),\ b_1 = -i\bar{q}\exp(i\varphi_l),$$
$$b_2 = -iq\exp(i\varphi_l),\ \varphi_l = i2\pi d/(\lambda\sin\theta_B).$$

Число узлов решетки вдоль осей x и z, соответственно равное M_x и N_z, определяется размерами прямоугольного сечения кристалла $L_x=M_x\cdot\Delta x$ и $L_z=N_z\cdot d$. Граничные условия на левой боковой и верхней поверхности латерально ограниченной структуры запишется как:

$$T_n^0=\exp(i\varphi_{z,in}^n),\ \varphi_{z,in}^n=(2\pi/\lambda)\,n\,d\sin\theta_1,$$

$$T_0^m=\exp(i\varphi_{x,in}^m),\ \varphi_{x,in}^m=(2\pi/\lambda)\,m\,\Delta x\cos\theta_1.$$

Для выходящей под углом θ_2 рентгеновской волны необходимо учитывать разность фаз

$$\varphi_{x,ex}^m=-(2\pi/\lambda)\,m\,\Delta x\cos\theta_2 \quad \text{и}$$

$$\varphi_{z,ex}^n=(2\pi/\lambda)[n\,d\sin\theta_2-M_x\Delta x\cos\theta_2].$$

Поскольку в рассматриваемой геометрии дифракционная волна выходит из верхней и правой боковой грани кристалла, граничные условия для отраженной волны S запишутся как $S_n^0=0$, $S_{N_z}^m=0$.

Амплитудный коэффициент отражения рентгеновской волны от кристалла прямоугольного сечения находится суммированием рентгеновских волн:

$$S(q_x,q_z)=\sum_{m=0}^{M_x}S_0^m\exp(i\varphi_{x,ex}^m)+\sum_{n=1}^{N_z}S_n^{M_x}\exp(i\varphi_{z,ex}^n). \quad (2)$$

Численное моделирование кривых дифракционного отражения и карт распределения интенсивности рассеяния проводилось на основе решения (2) с использованием рекуррентных соотношений (1). Расчеты выполнены с использованием параметров, соответствующих (111) отражению Cu$K_{\alpha 1}$ излучения от монокристалла германия. Для всех вычислений толщина латерального кристалла L_z соответствовала 10000 межплоскостных расстояний. Латеральный размер кристалла выбирался с учетом числа узлов N_x вдоль горизонтального направления: N_x = 1000, 4000, 10000, 40000. Максимумы кривых дифракционного отражения нормировались на величину максимума кривой Дарвина для плоскопараллельной пластинки той же толщины. Результаты моделирования представлены на рис. 2.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-02-00272-а), программы Президиума РАН 12-П-1-1014 и программы фундаментальных исследований УрО РАН 12-У-1-1010.

Литература

1. A. Authier. Dynamical Theory of X-Ray Diffraction. Oxford University Press. New York, 2001.
2. C.G. Darwin // Philos. Mag. V.27, 315,675 (1914).
3. С.И. Колосов, В.И. Пунегов // Кристаллография, Т. 50, 401(2005).

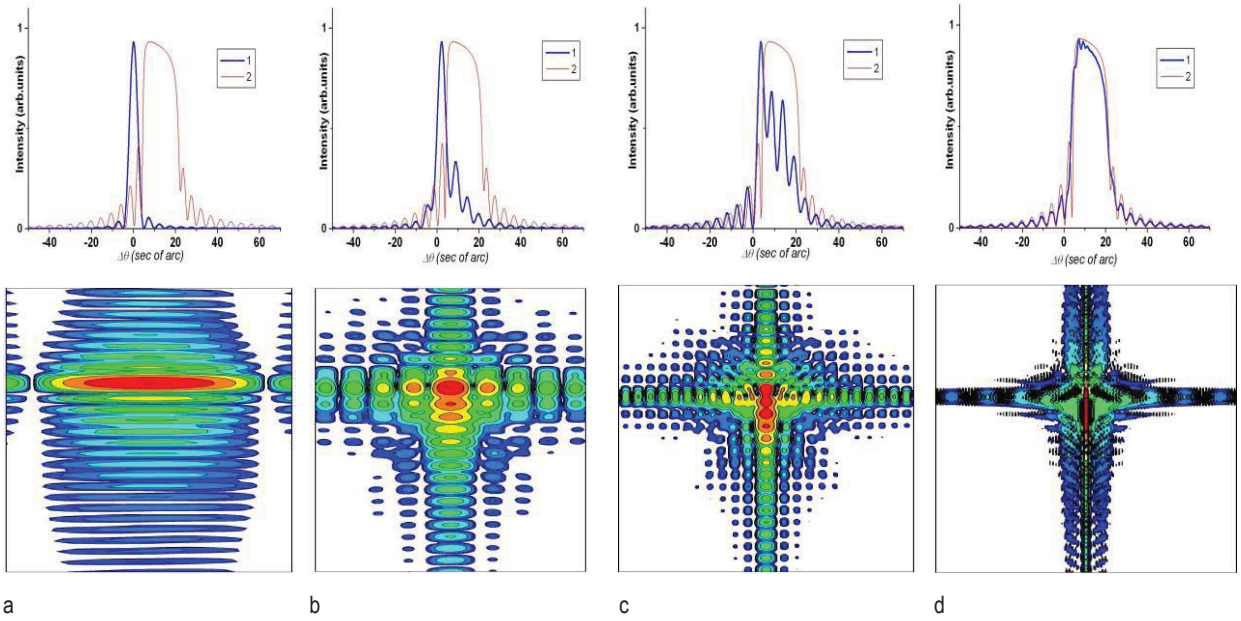


Рисунок 2. Кривые дифракционного отражения (сверху) и карты распределения интенсивности рассеяния от кристалла с L_z=10000d и N_x = 1000 (a), 4000 (b), 10000 (c), 40000 (d)

Численное решение обратной задачи рентгеновской дифракции на гетероструктурах с нановключениями в рамках модельного подхода

В. И. Пунегов *

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.
*vpunegov@dm.komisc.ru

Разработан алгоритм численного решения обратной задачи рентгеновской дифракции на гетероструктурах с квантовыми точками. В основе метода лежит количественный анализ сечений интенсивности рассеяния в обратном пространстве. Получены данные о характеристиках гетероструктуры и параметрах самоорганизованных квантовых точек.

Введение

Особое место в рентгеновской оптике занимает решение обратных задач определения параметров структурированной среды с использованием рентгенодифракционных данных [1]. Разные подходы используются для восстановления структурных характеристик материалов с использованием методов высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. Анализ рентгенодифракционных кривых отражения позволяет получить информацию о профиле деформаций кристаллической решетки, композиционном составе и статическом факторе Дебая-Валлера. Уже на этом этапе возникают трудности в однозначном определении композиционного состава и структурных нарушений решетки. Поэтому при решении обратных задач часто используют априорную информацию технологов или данные других методов. Задача существенно усложняется, если исследуемая среда содержит локально распределенные неоднородности, например, самоорганизованные квантовые точки (КТ), которые являются причиной возникновения диффузного рассеяния. В данном случае в качестве экспериментальных данных в решении обратной задачи используются большие массивы карт (reciprocal space map, RSM) распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве.

Вычислительная диагностика структур с квантовыми точками

Решение обратной рентгенодифракционной задачи связано с анализом экспериментальных данных, которые неизбежно содержат ошибки измерений. Кроме того, существует так называемая фазовая проблема, поскольку данные эксперимента содержат только модуль когерентной амплитуды отражения, а фаза полностью теряется. И, наконец, наличие диффузного рассеяния также приводит к неоднозначности решения. Следовательно, обратная задача рентгеновской дифракции в общем случае относится к классу некорректных задач. При таких условиях речь может идти только о приближенном решении в рамках модельного подхода, позволяющего получать усредненные значения структурных параметров исследуемого объекта.

Рассматриваемый метод основан на численном моделировании карт распределения *полной интенсивности* рассеяния $I_h^t(\boldsymbol{q}) = I_h^c(\boldsymbol{q}) + I_h^d(\boldsymbol{q})$ [2], где $I_h^c(\boldsymbol{q}) \sim f^2$ – интенсивность когерентного рассеяния, $I_h^d(\boldsymbol{q}) \sim (1 - f^2)$ - интенсивность диффузного рассеяния, f – статический фактор Дебая-Валлера, вектор $\boldsymbol{q}$ определяет отклонение вектора дифракции от узла обратной решетки. Для численных расчетов на экспериментальной RSM выбираются сечения вдоль вертикального и латерального направления. Процедура подгонки карт проводится в рамках минимизации функционала невязки ρ по методу наименьших квадратов с учетом экспериментальных ошибок:

$$\rho = \frac{1}{M}\sum_{m=1}^{M}\left[\frac{I_{\exp}(q_{x,z}^m) - I_{calc}(q_{x,z}^m)}{I_{\exp}(q_{x,z}^m)}\right]^2 .$$

Здесь $I_{\exp}(q_{x,z}^m)$ и $I_{calc}(q_{x,z}^m)$ – экспериментальные и расчетные интенсивности сечений RSM вдоль q_x^m и q_z^m проекций для ω и ω-2θ сканирований, соответственно; M - размер массива экспериментальных данных.

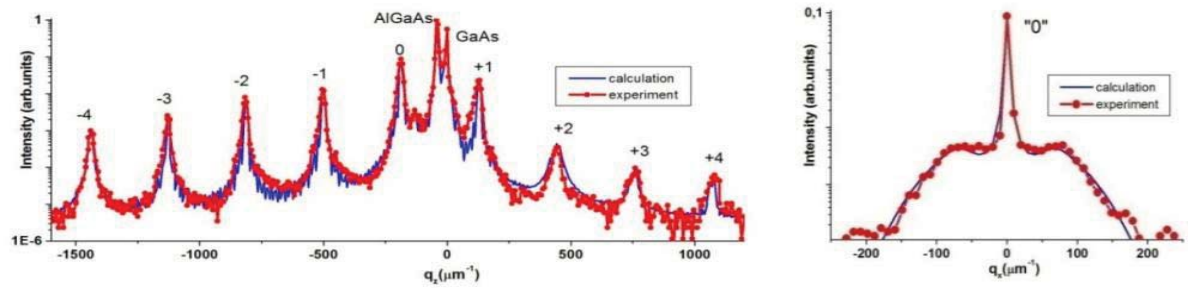


Рисунок 1. Расчетные и экспериментальные кривые вертикального сечения $I(q_x=0, q_z)$ (слева) и латерального сечения основного дифракционного порядка $I(q_x, q_z= q_{SL})$ сверхрешетки.

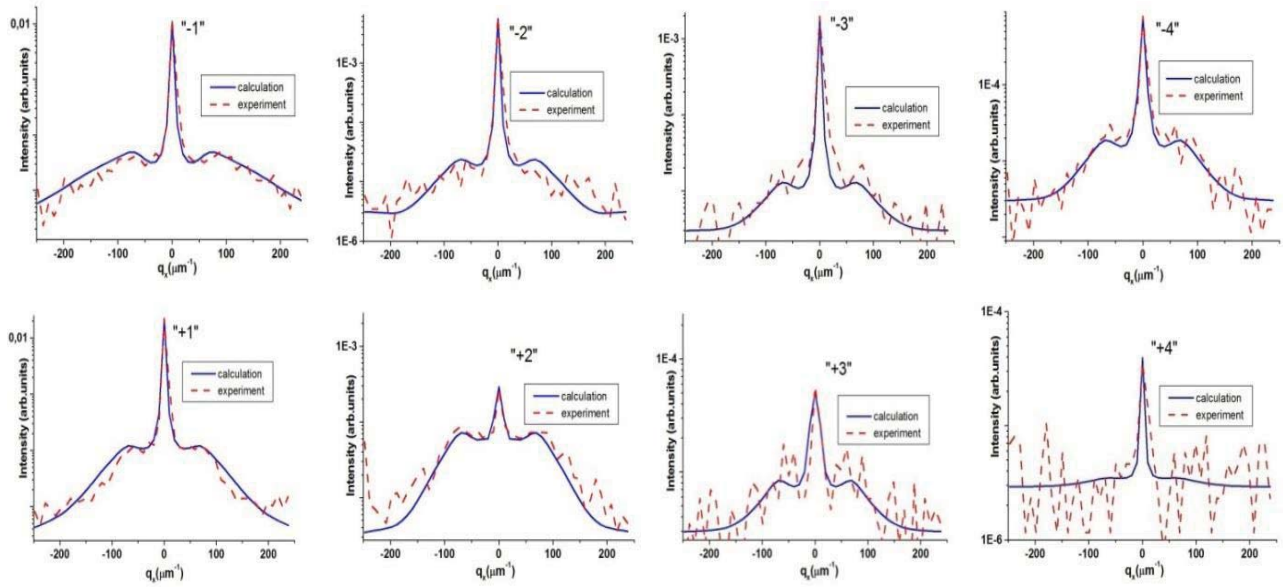


Рисунок 2. Кривые q_x- сечений сателлитов сверхрешетки с квантовыми точками

Первоначально рассчитывается когерентная составляющая с учетом вариации статического фактора Дебая-Валлера. В дальнейшем вычисления выполняются для полного (когерентного и диффузного) рассеяния при одновременной подгонке основного вертикального $I(q_x = 0, q_z)$ и десяти латеральных $I(q_x, q_z=q_n)$ сечений карт RSM. На рис. 1 показаны основные расчетные и экспериментальные сечения для 20-периодной структуры GaAs(001)-AlGaAs-{InAs QDs-GaAs}$_{SL}$. Рисунок 2 демонстрирует численную подгонку восьми q_x – сечений сателлитов. Наилучшее согласие расчетов и данных эксперимента получено для толщины слоя InGaAs 5.2 nm, содержащего InAs КТ, и толщины промежуточного слоя GaAs 14.8 nm. Учет диффузного рассеяния позволил получить следующие значения структурных параметров КТ: R = 12.5 nm – средний латеральный радиус КТ; l_z = 5 nm – средняя высота КТ; N~2.4 × 10^{10} cm^{-2} – средняя концентрация КТ в слое; a = 65 nm – среднее расстояние между центрами КТ. Длина вертикальной корреляции (стекирования) квантовых точек равна ~140 nm, что составляет 7 периодов сверхрешетки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-02-00272-а), программы Президиума РАН 12-П-1-1014 и программы фундаментальных исследований УрО РАН 12-У-1-1010.

Литература

1. А. Гончарский, А. Колпаков, А. Степанов. Обратные задачи рентгеновской дифрактометрии. Латвийский университет. Рига, 1992.

2. N.N. Faleev, C. Honsberg, V.I. Punegov // J. Appl. Phys. V. 113, 163506 (2013).

Поиск частотных ограничений метода интерферометрии с дифракционной волной сравнения

М. В. Свечников*, Н. И. Чхало, М. Н. Торопов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*svch1991@gmail.com

Оценена высокочастотная граница определения пространственной шероховатости сферических зеркал методом ИДВС без применения оптических элементов.

Введение

ИДВС — один из оптических методов определения шероховатости зеркал. Он заключается в следующем: источник света испускает квазисферическую волну, волна отражается от зеркала и интерферирует с исходной волной. Шероховатости зеркала деформируют фронт отраженной волны, это приводит к искажению интерференционной картины. По этим искажениям программным образом восстанавливают фронт отраженной волны и, соответственно, рельеф зеркала.

Этот метод хорошо зарекомендовал себя в определении формы сферических зеркал с субнанометровой (по RMS) точностью. Форма зеркала – это низкие пространственные частоты, латеральный масштаб L > 1 мм. Относительная простота и физическая наглядность метода вызывают желание приспособить его для определения также среднечастотных шероховатостей из диапазона масштабов $10^0 – 10^{-3}$ мм.

Ограничения метода

Принципиальный момент метода ИДВС в том, что источник эталонной квазисферической волны находится в центре сферы, частью которой является зеркало. Чтобы рассмотреть среднечастотные шероховатости, на камере нужно зарегистрировать излучение, рассеянное участками зеркала размером в доли миллиметра. При типичных радиусах кривизны зеркал в сотни миллиметров числовая апертура рассматриваемого участка составляет, соответственно, тысячные доли. И наиболее существенным фактором, ограничивающим разрешающую способность этого метода, становится дифракция.

Простой качественный способ оценки дифракционного разрешения — по размытию в дальней зоне. Для периодической структуры минимально разрешаемый период D можно получить по формуле

$$D = \sqrt{2\lambda R},$$

где λ — длина волны излучения, R — радиус кривизны зеркала. Коэффициент 2 — потому что без увеличения участка зеркала свет проходит путь 2R.

Расчеты произведены для R = 320 мм, λ = 632.8 нм, D ≈ 600 мкм.

На рисунке 1 представлены PSD зеркала, полученные методами ИДВС и АСМ. Видно сильное заглаживание поверхности по методу ИДВС.

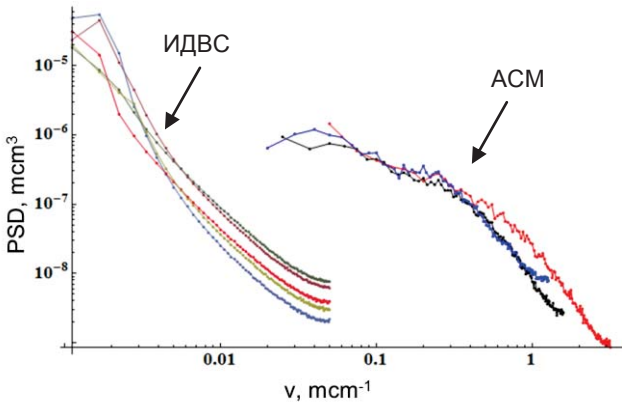
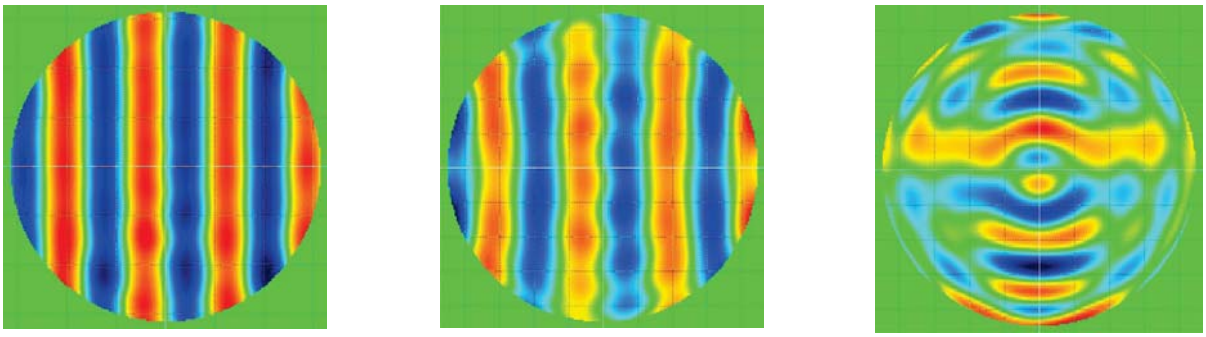


Рисунок 1. PSD поверхности по данным ИДВС и АСМ



D=700 мкм
PV=14.2 нм

D=500 мкм
PV=7.8 нм

D=300 мкм
PV=1.2 нм

Рисунок 2. Восстановленные карты волновых фронтов

Численный расчет

Для вычисления разрешающей способности метода с конкретными геометрическими параметрами можно смоделировать распределение поля на CCD-матрице, полностью учитывая дифракцию. Для этого можно воспользоваться принципом Гюйгенса-Френеля, находя поле в точке как сумму полей источников на заданной поверхности:

$$E(\vec{r}_0) \propto \int_S \frac{\cos(k\,|\,\vec{r}-\vec{r}_0\,|)}{|\,\vec{r}-\vec{r}_0\,|} d\vec{r}\,.$$

Задавая на зеркале рельеф амплитудой в несколько нанометров в виде фазовой модуляции и дешифруя полученные интерферограммы, можно выявить искомый масштаб.

На рисунке 2 представлены восстановленные фронты от смоделированного синусоидального рельефа на зеркале (в горизонтальном направлении), амплитудой 7 нм и тремя периодами. Цвет — отклонение фронта от эталонного. R = 320 мм, без увеличения.

Видно, что пограничный период D=500 мкм, для него амплитуда пространственной гармоники падает вдвое.

Заключение

Численный расчет показал, что без применения оптических элементов дифракционное размытие фронта неплохо описывается оценкой для дальней зоны. Чтобы отодвинуть дифракционный предел разрешения, можно попытаться использовать изображающую оптику, которая перенесет фазовое распределение с поверхности зеркала в плоскость изображения.

Рентгеновские и синхротронные исследования гетерогенных систем на основе многостенных углеродных нанотрубок

В. Н. Сивков[1,*], А. М. Объедков[2], О. В. Петрова[1], С. В. Некипелов[2], Б. С. Каверин[1], Н. М. Семенов[2], С. А. Гусев[2], К. В. Кремлев[2], Д. В. Вялых[3], С. Л. Молодцов[4]

1 Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.

2 Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950.

3 Techniche Universität Dresden, D-01062, Dresden, Germany.

4 European XFEL GmbH, Hamburg, D-22761, Germany.

*svn@dm.komisc.ru

NEXAFS и AFM исследования гетерогенных систем на основе МУНТ, синтезированных осаждением на внешнюю поверхность МУНТ методом MOCVD-технологии металлических хрома и железа, показали, что образующиеся покрытия являются сплошными, представляют собой оксиды с высокой степенью координации, которые взаимодействуют с внешней поверхностью нанотрубок путем образования одинарных, эпоксидных и двойных связей углерод-кислород. При этом внешняя поверхность нанотрубок не разрушается и сохраняет свою гексагональную структуру.

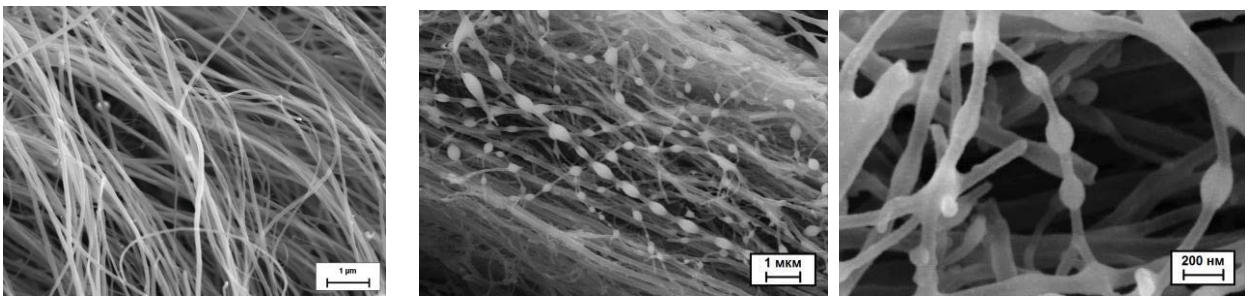
В современных условиях представляется актуальным развитие методов неразрушающего контроля гетерогенных систем на основе многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) с покрытиями, синтезируемыми методами термического осаждения вещества из газопаровой фазы (MOCVD-технология). Высокая химическая стойкость, проводимость, термостойкость, твердость и прочность в сочетании с большой поверхностью делают МУНТ перспективным многофункциональным материалом в качестве наполнителей в различные полимерные, металлосодержащие и керамические матрицы. Однако химическая инертность поверхности МУНТ и вследствие этого низкое сродство к матрице не всегда приводит к планируемым результатам. Нанесение на поверхность МУНТ определенных металлосодержащих наноразмерных покрытий приводит к созданию новых гетерогенных материалов, которые будут иметь хорошую адгезию к матрице. Сложность атомного и химического состава, а также наноразмерность структуры образующихся композитов требуют развития и применения оригинальных методов их исследования. Эти методы должны быть неразрушающими, информационными для объектов наноразмерного масштаба, обладать высокой чувствительностью к атомному и молекулярному строению образца и его изменению при физико-химических воздействиях, а также возможностью одновременного контроля составляющих гетерогенной системы. В данной работе для исследования гетероструктур применены методы NEXAFS-спектроскопии с использованием русско-немецкого канала выхода и монохроматизации излучения синхротронного источника BESSY-II.

Методика эксперимента

Спектральные исследования проводились методом полного электронного выхода (TEY) с энергетическим разрешением не хуже 0.05 эВ. При этом образцы закреплялись механически на медном держателе. Измерения сигнала TEY проводились с корректным учетом немонохроматического фона, который подавлялся и измерялся методом Ti-фильтра [1]. Это позволило определить спектральные зависимости сечений поглощения в области NEXAFS C1s-порогов ионизации в относительных единицах внешней поверхности как исходной нанотрубки, так и интерфейса нанотрубка – покрывающий слой в композите, а также анализировать изменение распределения сил осцилляторов (площади NEXAFS) и тем самым контролировать толщину покрытия и модифицирование поверхности нанотрубки. Морфология покрытия тестировалась методом сканирующей электронной микроскопии.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены данные СЭМ, из которых хорошо видно (на примере композита МУНТ/Cr), что в случае покрытий из Fe и Cr покрывающий слой



а б в

Рисунок 1. СЭМ изображения исходной МУНТ (а) и образца МУНТ/Cr композита, полученного при пиролизе $Cr(C_6H_6)_2$ (ХОЖ «Бархос») на поверхности МУНТ при температуре 400°C в вакууме (б, в)

является сплошным, но неоднородным по толщине. Если первое позволяет анализировать по данным NEXAFS модификацию всей поверхности нанотрубки, то второе указывает на средние значения измеряемой толщины покрывающих слоев. Аналогичные результаты имеют место и в случае покрытий из железа [1]. На рис. 2 и 3 приведены NEXAFS Cr2p-спектра поглощения МУНТ/Cr и распределения сил осцилляторов в области NEXAFS C1s-спектров исходной МУНТ и нанокомпозита, соответственно. NEXAFS Cr2p-спектра композита оказывается идентичной тонкой структуре Cr2p-спектра Cr_2O_3. Это указывает, что на поверхности МУНТ образуется слой оксида хрома с высокой координацией. Тот факт, что в области C1s края поглощения наблюдается сигнал TEY от интерфейса поверхность МУНТ – слой оксида хрома, дает основания полагать наноразмерную эффективную толщину покрывающего слоя, так как глубина выхода фотоэлектронов в Cr_2O_3

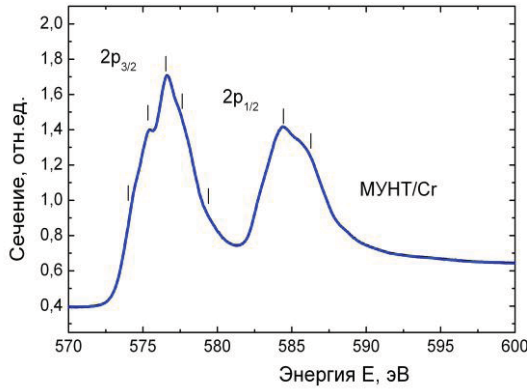


Рисунок 2. NEXAFS Cr2p-спектра МУНТ/Cr

составляет λ = 1 нм без учета вклада вторичных электронов [2]. Аналогичная ситуация имеет место и в случае покрытия из Fe [1], где образуется сплошное наноразмерное покрытие из Fe_3O_4. Из рис. 2 видно, что энергетические положения основных элементов NEXAFS C1s-спектра, характерных для МУНТ, не

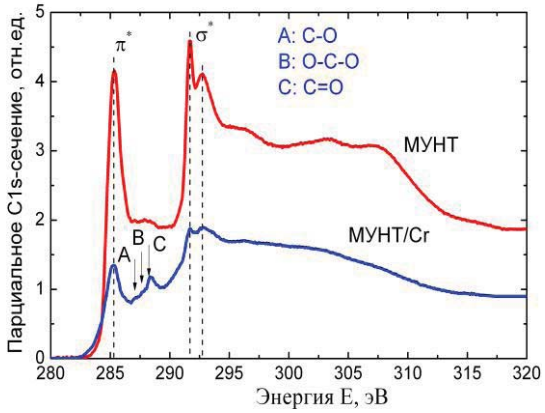


Рисунок 3. NEXAFS C1s-спектров МУНТ и МУНТ/Cr

меняются в спектре композитов. При этом в области 287 – 289 эВ формируется новая структура: C (288.4 эВ), A (287.1 эВ) и B (287.7 эВ), появление которой обусловлено образованием одинарных, эпоксидных и двойных связей, соответственно, между атомами углерода на поверхности нанотрубки и кислорода из слоя оксида хрома.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №12-02-00088а, программы Президиума РАН 24 и 12-П-1-1014 и фундаментальных исследований УрО РАН 12-У-1-1010.

Литература

1. V. N. Sivkov, O. V. Petrova, S. V. Nekipelov et al. // Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures, (2014) **DOI:**10.1080/1536383X.2012.758113.

2. P. H. Holloway // Journal of Vacuum Science and Technology, V. 12, 1418 (1975).

Топографическое изображение дислокаций в кристаллах с суперпозицией пространственно протяженных и локализованных деформаций

И. А. Смирнова[1,*], Э. В. Суворов[1]

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, д.1, Черноголовка, 142432.
*irina@issp.ac.ru

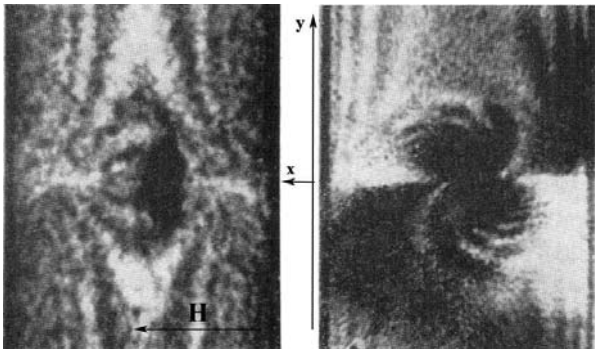
В данной работе представлены экспериментальные секционные изображения винтовых дислокаций под действием макроскопического поля и анализируется прямое изображение дефекта методом численного моделирования дифракционного эксперимента. Для того чтобы более наглядно выявить основные особенности прямого изображения дефекта, рассмотрено прямое изображение винтовых дислокаций с большой величиной (**Hb**) и на отражениях высоких порядков.

Введение

Современное материаловедение широко использует самые разнообразные микро- и наноразмерные объекты разной природы включая гетероструктуры, многослойные зеркала, а также апериодические структуры. В таких сложных структурах, как правило, наряду с локальными искажениями, связанными с дефектами, имеются пространственно протяженные упругие деформации кристалла. Дифракция рентгеновского излучения является практически единственным неразрушающим методом определения параметров реальной структуры кристаллов – пространственного расположения и размеров деформированных областей в объеме кристалла, величины деформаций и пр. Однако суперпозиция пространственно протяженных и локализованных искажений кристаллической решетки в большинстве случаев затрудняет анализ параметров таких дефектов. В литературе имеется только несколько публикаций [1–3], в которых обсуждается эта проблема. Так, в работе [1] методом секционной топографии рассмотрена дифракция рентгеновского излучения в механически закрученных кристаллах с винтовыми дислокациями. Показано, что динамические интерференционные полосы становились асимметричными по отношению к дислокационной линии винтовой дислокации. Теоретический анализ, проведенный в работе [2] методом траекторий блоховских волн, подтвердил асимметрию интерференционных полос по отношению к дислокационной линии. Показано, что прямое изображение дислокации расщеплено по отношению к дислокационной линии. В работе [3] анализируется картина интерференционных полос в ограниченном изогнутом кристалле.

Эксперимент и численное моделирование

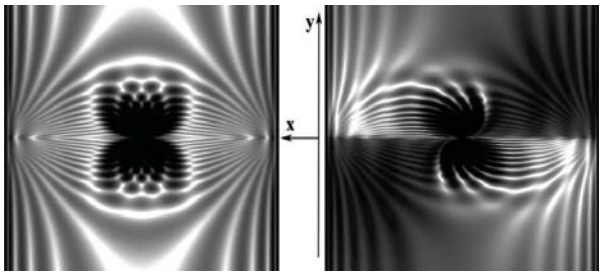
В представленной работе экспериментально и методом компьютерного моделирования исследовано влияние изгиба кристалла на изображение винтовой дислокации на секционной топограмме. Эксперименты были выполнены на камере Ланга А-3, излучение $MoK_{\alpha 1}$, размеры фокуса рентгеновской трубки 30*30 мкм^2, формирующая щель перед кристаллом 10 мкм. На рис.1 представлены экспериментальные топограммы винтовой дислокации, параллельной поверхности кристалла. Специальным образом кристалл не изгибался. Дислокация расположена почти в центре кристалла, это одна и та же дислокация, рис. 1а – сильное отражение



а б

Рисунок 1. Фрагменты секционных топограмм кристалла Si с винтовой дислокацией, t = 412 мкм: а) отражение (220), (**Hb**)= -8, б) отражение (660), (**Hb**)= -24

(220), рис. 1б - слабое отражение (660). Вертикальные слегка изогнутые полосы – это динамические интерференционные полосы. В центре яркое пятно - прямое изображение винтовой дислокации. На что следует обратить внимание: на рис. 1б в верхней части изображения интерференционные полосы со стороны отраженного пучка имеют меньшую интенсивность (слева направо) по сравнению со стороной проходящего пучка, в нижней части изображения - наоборот. Хорошо видно, что прямое изображение почти центрально-симметрично по отношению к дислокационной линии.



а б

Рисунок 2. Численное моделирование секционных топограмм винтовой дислокации, t = 412 мкм, (**Hb**)= -24, отражение (660): а) без изгиба, б) кристалл изогнут, R = 200 м

На рис. 2а представлено моделирование по уравнениям Такаги-Топэна винтовой дислокации, расположенной на глубине кристалла $z_0 = t/2$, коэффициент поглощения $P = \mu t/\cos\theta = 0.51$. Видно, что изображение дислокации (рис. 2а) сильно отличается от экспериментальной топограммы (рис. 1б). Прямое изображение и интерференционные полосы зеркально симметричны относительно дислокационной линии. Теперь пусть дислокация находится в упругом макроскопическом деформационном поле. Дифракция рентгеновской волны зависит только от компоненты вектора смещения атомов вдоль вектора дифракции. В симметричной дифракции такой компонентой является U_x. Рассмотрим изгибную деформацию, будем считать, что U_x зависит только от z. Пусть деформация описывается как изгиб атомных плоскостей по параболическому закону: $U_x(0,0,z) = -(z - t/2)^2/2R$, где R – радиус изгиба кристалла. Формула записана таким образом, что смещение отсчитывается от его значения на середине толщины кристалла. Хорошо видно, что численное моделирование (радиус изгиба 200 м, рис. 2б) теперь соответствует экспериментальной топограмме. Теперь прямое изображение винтовой дислокации центрально-симметрично (за исключением полосы вдоль следа дислокационной линии). Со стороны y > 0 прямое изображение смещено в сторону отраженного пучка. Теперь рассмотрим положение и интенсивность интерференционных полос, при y > 0 полосы имеют меньшую интенсивность со стороны отраженного пучка, и их интенсивность растет от отраженного к проходящему, при y < 0 наоборот. Качественный анализ изображения можно сделать из рассмотрения траекторий лучей в кристалле. Направление потока энергии совпадает с касательной к траектории. Пусть сначала кристалл находится в точном брэгговском положении и y > 0. На входной поверхности (z = 0) для слабопоглащающей волны траектории сначала почти параллельны падающему пучку. Затем они изгибаются в сторону отраженного пучка на такой глубине, где выполняется условие для динамической дифракции. На выходе из кристалла они почти параллельны отраженному пучку. Для сильнопоглощающей волны все наоборот, но ее амплитуда мала, т.е. изображение смещено в сторону отраженного пучка.

Дальнейший численный анализ показал, во-первых, что при изменении знака радиуса изгиба прямое изображение винтовой дислокации также центрально-симметрично, но при y>0 смещено в сторону падающего пучка. Во-вторых, если изменять глубину залегания дислокации, то интерференционные полосы становятся асимметричными по отношению к дислокационной линии, при этом расщепление прямого изображения винтовой дислокации сохраняется.

Выводы

Таким образом, в работе исследовано влияние изгиба кристалла на формирование прямого изображения дефектов в секционной топографии. Экспериментально и численным моделированием дифракционного эксперимента наблюдаются эффект асимметрии в картине интерференционных полос и расщепление прямого изображения по отношению к линии дислокации.

Литература

1. В. И. Кушнир, Э. В. Суворов, К. Ю. Мухин // ФТТ, т. 22, в. 7, 2135-2143 (1980).
2. F. N. Chukhovskii, P.V. Petrashen // Acta Cryst., A44, 8-14 (1988).
3. Tomoe Fukamachi, Masahiko Tohyama et al. // Acta Cryst., A66, 421–426 (2010).

Измерение аберраций длиннофокусных систем с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения

И. В. Малышев, Н. Н. Салащенко, М. Н. Торопов *, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
* toropov@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе описываются стенд и методика по изучению аберраций длиннофокусных систем, в частном случае телескопов, которые работают с квазиплоскими фронтами.

Традиционные интерферометрические методы контроля формы оптических поверхностей, в которых в качестве эталонного используется волновой фронт, образованный при отражении от эталонной поверхности, обладают высокой (λ/1000 и выше) чувствительностью к изменениям формы волновых фронтов. При этом абсолютная точность измерений реальной формы фронтов не превышает λ/20 (λ – рабочая длина волны интерферометра), что в линейных единицах соответствует ошибкам на уровне 30 нм. При этом, как показала практика, несмотря на «идентичные» приборы и эталоны результаты измерений, произведенных в различных лабораториях, зачастую сильно разнятся. Эта проблема связана как с качеством формы эталонной поверхности, так и с особенностями конструкции интерферометров, в которых световые пучки проходят через ряд оптических элементов, неконтролируемо набирая дополнительные набеги фаз [1].

Развитие методов контроля формы оптических поверхностей с точностями на 1-2 порядка выше традиционных методов контроля является одним из приоритетных направлений современной прикладной оптики, в особенности рентгеновской. Это связано, прежде всего, с рядом научных (астрономия, микроскопия, нанофизика) и технических (нанотехнологии, литография в микроэлектронике) дисциплин, требующих для своего развития все более высокого пространственного (углового) разрешения оптических схем.

Для решения этой проблемы и продвижения в область точностей измерений на уровне 1 нм (~λ/1000, где λ – рабочая длина волны интерферометра) нами развивается интерферометрия с дифракционной волной сравнения, использующая для формирования эталонного фронта дифракцию света на апертурах порядка длины волны.

Традиционная дифракционная интерферометрия использует в качестве эталона сравнения сферическую волну, которая образуется при дифракции света на точечном отверстии порядка длины волны в непрозрачном экране. Экран играет дополнительно роль зеркала, от которого отражается рабочий фронт, идущий от исследуемой оптической поверхности. Такие интерферометры позволяют измерять оптику с субнанометровой точностью только с малой числовой апертурой до 0,1, так как при больших апертурах эталонная сферическая волна является более аберрированной из-за взаимодействия света с материалом экрана [2]. Дифракционный интерферометр, разработанный в ИФМ РАН, использует в качестве источника эталонной сферической волны (ИСВ) одномодовое оптическое волокно с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой [3, 4]. Схема интерферометра показана на рисунке 1.

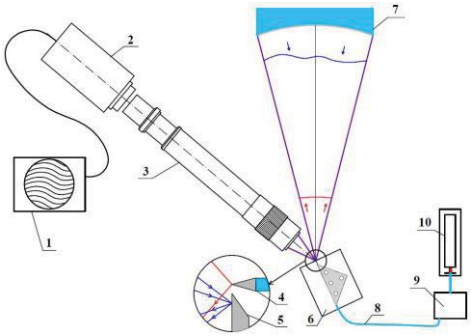


Рисунок 1. Оптическая схема интерферометра с дифракционной волной сравнения. 1 – компьютер, 2 – CCD камера, 3 – наблюдательная система, 4 – источник сферической волны, 5 – плоское зеркало, 6 – трехкоординатный прецизионный стол, 7 – исследуемая поверхность, 8 – волокно, 9 – поляризационный контроллер, 10 – лазер

С помощью интерферометрии с дифракционной волной сравнения, строго говоря, проблему аттестации оптики с субнанометровой точностью можно считать решенной только для сферических и слабо асферических поверхностей, в том числе объективов, когда сравниваются сферические фронты. Например, для контроля асферических поверхностей необходимо использовать дополнительно волновые корректоры, преобразующие сферический фронт в асферический, близкий по форме к исследуемой асферике.

В данной работе рассматривается методика изучения аберраций длиннофокусных систем, в частном случае телескопов, которые работают с квазиплоскими фронтами, с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения. Для решения поставленной задачи была предложена автоколлимационная схема с плоским эталонным зеркалом.

Схема аттестации телескопа приведена на рисунке 2. В этой схеме источник эталонной сферической волны помещается в фокус телескопа. На выходе телескопа мы имеем квазиплоский фронт, форма которого приобрела деформации, соответствующие аберрациям телескопа. После этого рабочий фронт отражается от плоского зеркала, на поверхности которого нанесено отражающее покрытие, и возвращается вновь в телескоп. После прохождения телескопа суммарно рабочий фронт набирает двойную ошибку, повышает чувствительность и точность измерений метода.

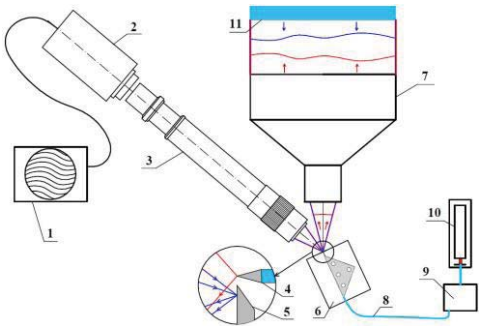


Рисунок 2. Схема измерений аберраций телескопа: 1 – ПК, 2 – CCD камера, 3 – наблюдательная система, 4 – источник сферической волны, 5 – зеркало, 6 – 3D стол, 7 – телескоп, 8 – оптоволокно, 9 – поляризационный контроллер, 10 – лазер, 11 – плоский эталон

Так как схема измерений использует плоский эталон, то для ее практического применения его нужно изготовить с точностью на уровне 1 нм. Для этого была разработана методика измерений формы эталона с оговоренной (нанометровой) точностью.

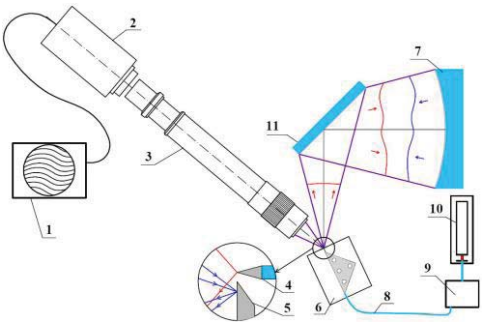


Рисунок 3. Схема измерений формы поверхности плоского эталона: 1 – ПК, 2 – CCD камера, 3 – наблюдательная система, 4 – источник сф. волны, 5 – зеркало, 6 – 3D стол, 7 – эталонное сф. зеркало, 8 – оптоволокно, 9 – поляризационный контроллер, 10 – лазер, 11 – плоский эталон

Схема аттестации эталона с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения приведена на рис. 3. Для аттестации формы поверхности плоского эталона он устанавливается в интерферометр между источником сферической волны и эталонным вогнутым сферическим зеркалом. Эталонное сферическое зеркало аттестуется по стандартной методике, показанной на рисунке 1.

Работа поддержана грантом РФФИ 13-02-97098.

Литература

1. Н. Н. Салащенко, М. Н. Торопов, Н. И. Чхало // Известия РАН, Серия физическая. Т. 74, № 1. С. 62-65 (2010).

2. N. I. Chkhalo, I. A. Dorofeev, N. N. Salashchenko, M. N. Toropov // Proc. SPIE. 7025, 702507 (2008).

3. N. I. Chkhalo, A. Yu. Klimov, V. V. Rogov et al. // Rev. Sci. Instrum. V. 79. 033107 (2008).

4. Е. Б. Клюенков, А. Е. Пестов, В. Н. Полковников и др. // Российские нанотехнологии. Том 3. № 9-10. С. 116-124 (2008).

Особенности управления дисперсионными свойствами легированных кристаллов

А. С. Маркелов[2], В. Н. Трушин[2,*], Е. В. Чупрунов[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*trushin@phys.unn.ru

На примере легированного кристалла дигидрофосфата калия (KDP) экспериментально исследуется возможность управления дисперсионными свойствами поглощающими свет кристаллов при воздействии на них лазерного излучения.

Введение

Для исследования дефектной структуры кристаллов, как правило, применяют рентгеновские топографические методы с использованием монохроматоров из совершенных кристаллов. Спектральное разрешение рентгенооптической схемы зависит от дисперсии рабочего пучка и полуширины двухкристальной кривой качания (КК) [1], которая при наличии блочности в кристалле влияет на площадь его отражающей поверхности. Такая ситуация возможна, когда угол разориентировки блоков в кристалле превышает полуширину КК от отдельного блока, а также при значительных вариациях параметров решетки кристалла и наличии изгиба его поверхности.

Для увеличения области дифракционного отражения блочного кристалла необходимо обратимо увеличить полуширину КК кристалл-монохроматора. Данная задача может быть решена, например, с использованием ультразвука [2]. В предыдущих исследованиях задача управления полушириной КК нами решалась в геометрии Брэгга при воздействии на черненую поверхность кристалла ИК лазера [3].

Целью данной работы было исследование возможности управления дисперсионными свойствами поглощающими свет кристаллов при воздействии на них лазерного излучения.

Экспериментальная часть

На примере легированного (перманганатом калия) кристалла KDP экспериментально исследуется возможность управления дисперсионными свойствами поглощающими свет кристаллов при воздействии на них лазерного излучения. Эксперимент проводился на дифрактометре D8 Discover ($CuK\alpha_1$), диаметр рентгеновского пучка составлял 1мм. Запись КК и кривых дифракционного отражения (КДО) от исследуемого кристалла проводилась в схеме Лауэ при прохождении через него лазерного пучка длиной волны λ = 532 нм. Исследуемый образец в данной области спектра имел коэффициент пропускания около 30%, этого достаточно для формирования тепловых полей в кристалле с большим диапазоном изменения температур. На рис. 1a, b показано экспериментальное (a) и расчетное (b) изменение полуширины КДО(060) в исследуемом кристалле от максимальной температуры его поверхности, изменение которой вызвано изменением мощности лазерного пучка, проходящего через дифракционную область кристалла. Максимальная мощность лазерного пучка составляла 25 мВт, при этом поверхность кристалла нагревалась до температуры в 37°C. Значение температуры на поверхности кристалла определялось по смещению КДО, измеренной в геометрии Брэгга согласно (ф1)

$$T = T_0 + \frac{\mathrm{ctg}\Theta \cdot \Delta\Theta}{\alpha_{ij}}, \qquad (\text{ф1})$$

где Θ – брэгговский угол, T_0 – температура поверхности кристалла в отсутствие освещения, α_{ij} – компонента тензора теплового расширения кристалла в направлении вектора обратной решетки.

Расчет изменения полуширины КДО $\beta(2\Theta)$ (рис. 1b) проводился путем вычисления вариаций параметров решетки кристалла на глубине Z = 3 мм от его поверхности согласно [4]:

$$\beta(2\Theta) = 4\left\langle \frac{\Delta d}{d} \right\rangle \cdot \mathrm{tg}\Theta_0 . \qquad (\text{ф2})$$

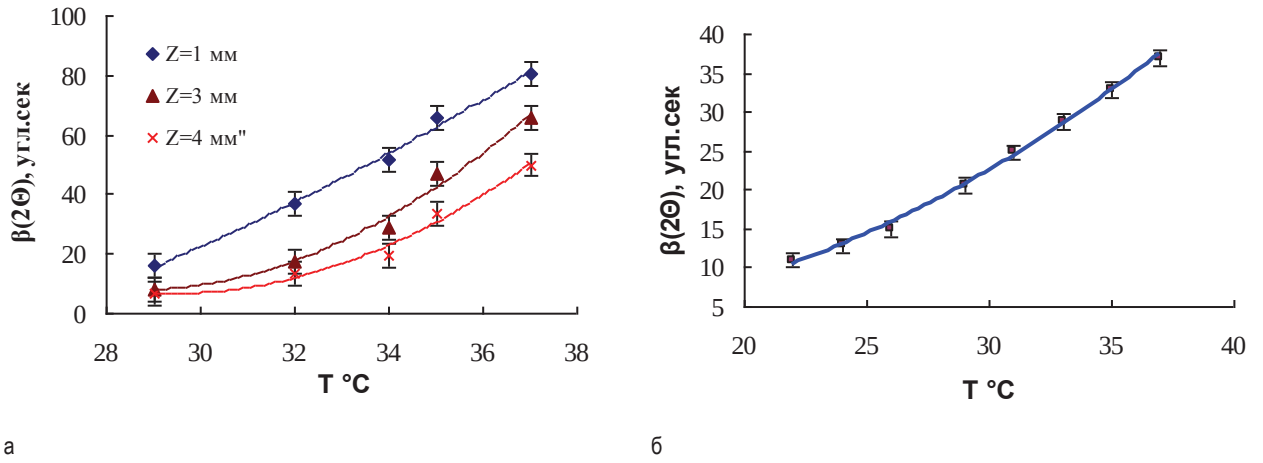


Рисунок 1. Экспериментальное (a) и расчетное (b) изменение полуширины КДО(060) в исследуемом кристалле от максимальной температуры его поверхности, изменение которой вызвано изменением мощности лазерного пучка, проходящего через дифракционную область кристалла

Наблюдаемые изменения полуширины КДО определяются диапазоном вариаций параметров решетки кристалла, вызванных поглощением лазерного излучения в объеме легированного кристалла. Диапазон вариаций, а следовательно, профиль и полуширина КДО зависят от размеров области дифракционного отражения кристалла, а также от параметров лазерного пучка и его мощности.

Приведенные в работе экспериментальные и расчетные данные указывают на возможность значительного увеличения полуширины КДО поглощающих свет кристалл-монохроматоров. Условием для эффективного управлением таким монохроматором являются спектральные и тепловые характеристики кристалла, а также значение брэгговских углов дифракции, поскольку $\beta \sim tg\Theta$, (см. (ф2)). Кристалл-монохроматоры с управляемой полушириной КДО могут быть использованы в рентгеновской топографии для получения дополнительной информации о реальной структуре дефектных кристаллов. С помощью таких монохроматоров можно анализировать форму и размеры блоков на отдельных участках поверхности дефектного кристалла. Такая ситуация возможна, когда угол разориентировки блоков в кристалле превышает полуширину КК от отдельного блока, а также при значительных вариациях параметров решетки исследуемого кристалла и наличии изгиба его поверхности.

Несоответствие экспериментальных и расчетных данных изменения полуширины КДО, показанных на рис. 1, связано с эффектом дефокусировки рентгеновских дифракционных пучков, обусловленным антинаправленностями векторов дифракции и температурного градиента.

Литература

1. И. Л. Шульпина, В. В. Ратников, О. В. Матвеев Рентгенодифракционное исследование изменений реальной структуры монокристаллов CdTe в результате лазерного облучения // Физика твердого тела. 2001. Т. 43, вып. 3. С. 559–562.
2. А. Е. Благов и др. // ЖЭТФ. 2005. Т. 128, вып. 5(11). С. 893–903.
3. В. Н. Трушин, А. С. Маркелов, Е. В. Чупрунов. Термоиндуцированное управление дисперсионными свойствами кристаллов // Известия РАН. Сер. физическая. 2011. Т. 75. № 1. С. 1110-1113.
4. В. И. Иверонова, Г. П. Ревкевич. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М.: Изд-во МГУ, 1978. 278 с.

Рентгенодифракционные исследования массивов монокристаллических островков GaAs в условиях облучения их лазерным излучением

А. С. Маркелов[2], В. Н. Трушин[2,*], Е. С. Леонов[2], Е. В. Чупрунов[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*trushin@phys.unn.ru

В работе исследуется изменение рентгенодифракционных параметров массивов монокристаллических островков GaAs в условиях облучения их лазерным излучением с длиной волны λ = 532 нм. Приведены данные по моделированию карт температурных полей, сформированных в условиях воздействия на массивы островков пространственно неоднородным лазерным пучком. Экспериментально показана возможность управления угловым положение дифракционных максимумов островков, что может быть использовано для формирования рентгеновских изображений с высокой разрешающей способностью.

Введение

Известно, что пространственное распределение интенсивности в дифрагированном рентгеновском пучке можно сформировать локальным рассогласованием участков поверхности кристалла относительно брэгговского положения. Этого можно достичь как локальными изменениями параметров решетки кристалла, так и разориентировкой точек его поверхности. В первом случае задача может быть решена неоднородным тепловым воздействием лазерного пучка [1]. Такой способ воздействия позволяет формировать рентгеновский пучок, пространственная структура которого при определенных условиях может соответствовать внешнему сигналу, т.е формировать рентгеновские изображения (РИ). Недостатком данного способа является низкая разрешающая способность (РС), которая в значительной степени определяется теплопроводностью кристалла.

Целью данной работы было исследование возможности формирования пространственно неоднородных рентгеновских пучков с использованием массивов монокристаллических островков (МО).

Результаты и их обсуждение

Исследуемый массив МО был получен химическим методом травления монокристалла GaAs (100) с использованием фотолитографии, часть поверхности массива изображена на рис. 1.

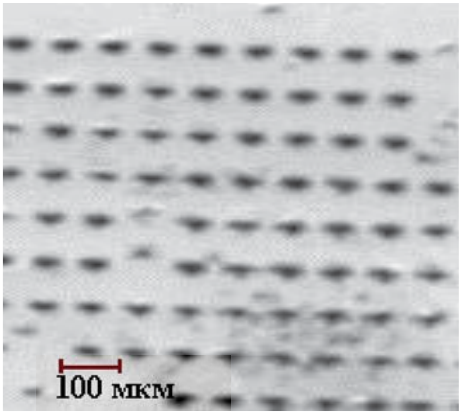
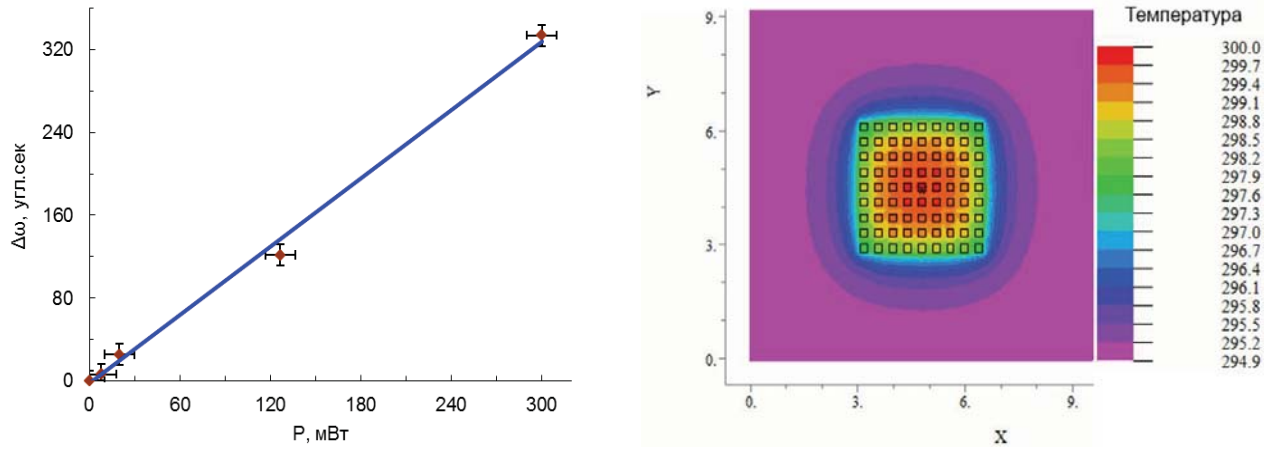


Рисунок 1. Изображение части поверхности массива МО

Эксперимент проводился на дифрактометре D8 Discover. Пластина с массивом МО приклеивалась на поверхность корундовой керамики (α-Al_2O_3), температура которой поддерживалась постоянной при помощи элемента Пельтье. В качестве клея использовался силиконовый герметик. Исследовалось изменение параметров кривых качания (КК) и кривых дифракционного отражения (КДО), полученных от массива МО, в условиях облучения их лазерным пучком (ЛП) с длиной волны λ = 532 нм. Распределение интенсивности в ЛП имело гауссову форму.



а б

Рисунок 2. а — зависимость изменения углового положения КК (рефлекс (400)) от мощности падающего на МО лазерного пучка λ = 532 мкм, б — распределение температурного поля на глубине 5 мкм от поверхности массива МО при прохождении через него неоднородного теплового потока Q = 0.2 Вт/см^2

На рис. 2а показана зависимость изменения углового положения КК (рефлекс (400)) от мощности падающего на МО лазерного пучка. На рис. 2б приведена карта температурного поля, рассчитанная на глубине 5 мкм от поверхности массива МО при прохождении через него теплового потока Q = 0.2 Вт/см^2. Из приведенных зависимостей видно, что в пределах погрешностей угловое положение КК в исследуемом образце линейно зависит от мощности воздействия на него лазерного пучка. При тех же условиях эксперимента была получена аналогичная зависимость для КДО, из которой определили максимальную температуру нагрева поверхности МО. При мощности лазерного пучка, равной 200 мВт, максимальная температура не превышала 29ºС. С целью увеличения температуры поверхности массива МО на них было нанесено поглощающее покрытие, что позволило в 5 раз увеличить смещение КДО при использовании той же мощности лазерного пучка.

Экспериментально полученная величина максимального смещения КК более чем на 2 порядка превышает расчетное смещение, вызванное нагревом МО. Отсюда следует, что основное смещение КК вызвано неоднородной деформацией подложки МО, в качестве которой использовался силиконовый герметик. Неоднородная деформация подложки обусловлена разностью температур между частями ее поверхности, находящимися в промежутках МО и под ними. Это связано с тем, что МО экранируют воздействие лазерного пучка на подложку. Чем больше КТР подложки, тем больше ее неоднородная деформация. В этом случае подложка может играть роль теплового актуатора [2,3], который изменяет угол наклона МО в зависимости от мощности падающего на массив МО светового пучка.

В ходе проведенных исследований экспериментально и расчетным путем показана возможность управления угловым положением дифракционных максимумов массива МО, что может быть использовано для формирования рентгеновских изображений с высокой разрешающей способностью.

Литература

1. В. Н. Трушин, А. С. Маркелов, Е. В. Чупрунов // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтронные исслед. № 7, с. 46-51 (2009).
2. А. В. Корляков, В. В. Лучинин, И. В. Никитин и др. // Петербургский журнал электроники. № 4, с. 65-70 (2001).
3. В. П. Вейко, А. А. Петров //Микросистемная техника. № 5, с. 23-27 (2002).

Исследование оптических свойств «off-axis» линзы скользящего падения

М. В. Григорьев[1], Д. В. Иржак[1], Д. В. Рощупкин[1], Р. Р. Фахртдинов[1,*], А. А. Фирсов[2]

1 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

2 Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Institut für Nanometeroptik und Technologie, Berlin.

*fakhrtd@gmail.com

В данной работе представлены исследования френелевской зонной пластинки скользящего падения с внеосевым фокусом. Было произведено измерение фокусирующих свойств линзы и сравнение с расчетными данными.

Линзы скользящего падения давно и хорошо зарекомендовали себя как один из основных элементов рентгеновской оптики. Двадцать лет назад в ИПТМ РАН были созданы и исследованы первые образцы таких зонных пластинок, как линейных [1], так и эллиптических [2]. По сравнению с брэгг-френелевскими зонными пластинками и зонными пластинками Френеля «на просвет» данный тип линз обладает высокой эффективностью благодаря более широкому спектральному диапазону рабочего излучения, коэффициенту отражения излучения, близкому к единице, и чисто фазовому механизму фокусировки (отсутствует поглощение излучения в материале). Дальнейшее развитие таких рентгенооптических элементов [3] позволило достичь эффективности фокусировки рентгеновского излучения вплоть до 75% за счет формирования многоуровневого рельефа зон. На данный момент использование зонных пластинок скользящего падения позволило получить фокусировку синхротронного излучения размером 15 нм [4].

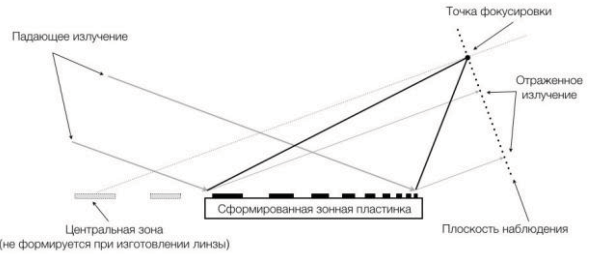


Рисунок 1. Схематическое изображение процесса фокусировки

Для улучшения оптических характеристик зонных пластинок для полного внешнего отражения было предложено разделить в пространстве точку фокуса и отражённое недифрагированное излучение (нулевой порядок). Этого можно достичь за счет формирования только латеральной части зонной пластинки, находящейся как можно дальше от центральной зоны (рис. 1). Таким образом возможно будет повысить эффективность фокусировки.

В данной работе мы представляем результаты тестирования разработанной зонной пластинки скользящего падения с внеосевым фокусом («off-axis»).

Теория

Расположение дифракционных зон «off-axis» линзы скользящего падения характеризуется геометрией малых углов падения, что было подробно рассмотрено в работе [1].

Расчет положения зон проводится по формуле [2]:

$$\left[(x\sin\theta)^2 + y^2\right] \times \left[2f\left(1-\frac{x\cos\theta}{R_B}\right)\left(1+\frac{x\cos\theta}{R_A}\right)\right]^{-1} = \frac{n\lambda}{2},$$

где R_A — расстояние от источника до центра первой зоны, R_B — расстояние от центральной зоны до точки изображения, $f = (R_A R_B)/(R_A+R_B)$, n = 1, 2, 3, ..., N (N — число зон), λ — длина волны излучения, θ — угол падения излучения, x и y — координаты зон в плоскости линзы.

Для фазовой модуляции излучения необходимо, чтобы сдвиг фазы между лучами, отражёнными от ступеньки и впадинки, был равен π, таким образом, высота ступеньки рассчитывается по формуле [2]:

$$h_\pi = \frac{\lambda}{4\sin\theta}.$$

Изготовление

При помощи электронно-лучевой литографии и магнетронного напыления были созданы тестовые

образцы разработанных линз. Сперва на подложку был нанесён слой золота, поверх него — резист. Методом электронно-лучевой литографии был сформирован рисунок зон Френеля. После проявления на резист был нанесён слой золота толщиной 8,7 нм методом магнетронного напыления. Окончательный рельеф линзы формируется процедурой «lift-off».

Были изготовлены тестовые образцы таких линз, рассчитанные на длину волны 1,28 Å ($AuL\alpha_1$), расстояние от источника до центра первой зоны 300 см, расстояние от центральной зоны до изображения 10 см, расстояние от центра первой зоны до центра линзы 40 мм, угол отражения 0,2°, размер последней зоны 50 нм. Линейные размеры созданной линзы составили 16000 мкм x 130 мкм.

Эксперимент

Эксперименты по исследованию фокусирующих свойств «off-axis» линзы скользящего падения были проведены на лабораторном источнике рентгеновского излучения Rigaku Rotaflex RU-200 с вращающимся золотым анодом. Размеры источника составляли 50 и 500 мкм по горизонтали и вертикали соответственно. Излучение источника было ограничено в вертикальном направлении щелью 100 мкм, которая располагалась сразу после источника. Перед линзой был установлен двойной кристалл-монохроматор, выделяющий излучение $AuL\alpha_1$ (длина волны 1,28 Å). Расстояние от источника до центра линзы и от линзы до плоскости изображения составило 330 см и 6 см соответственно. Изображение источника, сфокусированное линзой, регистрировалось на фотопластинки и фотопленки.

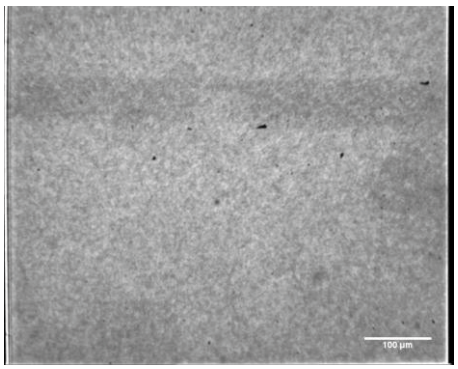


Рисунок 2. Топограмма в фокальной плоскости линзы

Результаты

В результате проведенных исследований были получены топограммы распределения излучения в фокальной плоскости линзы (рис. 2). В верхней части топограммы видна отраженная несфокусированная часть излучения (ПВО). На расстоянии 115 мкм расположено фокусное пятно. На рис. 3 изображена увеличенная область с фокусным пятном. Размеры пятна составили 4x5 мкм. Исходя из параметров оптической схемы коэффициент уменьшения составил k = 33, следовательно, ожидаемый размер фокуса равен 1,5x3 мкм. Расхождение с полученным результатом может быть обусловлено размером зерна фотопластинки.

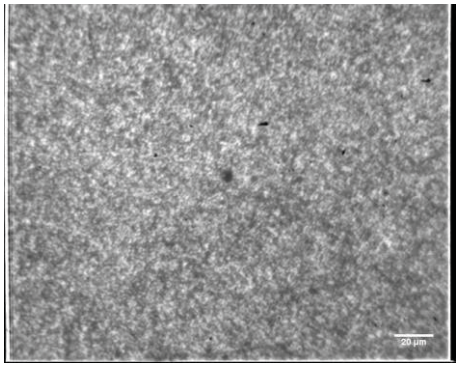


Рисунок 3. Топограмма фокусировки линзы

Выводы

В ходе данной работы была показана возможность создания двумерной френелевской зонной пластинки скользящего падения с внеосевым фокусом. Размер фокуса составил 4x5 мкм, что удовлетворительно согласуется с расчетными данными. Тот факт, что отраженное излучение и фокус разнесены в пространстве, позволяет рассчитывать на высокое значение коэффициента усиления интенсивности излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 13-02-00265.

Литература

1. Yu.A. Basov, D.V. Roshchupkin, A.E. Yakshin // Optics Commun. V. 109, I. 3–4, p. 324 (1994).
2. I.A. Schelokov, D.V. Roshchupkin, A.S. Kondakov, et al. // Optics Commun. V. 155, I. 1–3, p. 115 (1998).
3. I.A. Schelokov, D.V. Roshchupkin, A.S. Kondakov, et al. // Optics Commun. V. 159, I. 4–6, p. 278 (1999).
4. Hidekazu Takano, et al. // Applied Physics Express, V. 3, N. 7, 076702 (2010).

Оптический эффект ускоряющегося вещества и длинноволновые нейтроны

А. И. Франк[1,*], П. Гелтенборт[2]. М. Ентшель[2], Д. В. Кустов[1,3], Г. В. Кулин[1], А. Н. Стрепетов[4]

1 Лаборатория нейтронной физики имени И.М. Франка, Объединенный институт Ядерных исследований, Дубна, 141980.

2 Institute Laue Langevin, 6, rue Jules Horowitz BP 156 – 38042, Grenoble Cedex 9, France.

3 Институт ядерных исследований НАНУ, Киев, просп. Науки, 47, 03680, Украина.

4 НИЦ Курчатовский институт, Москва, ул. Акад. Курчатова, д. 1, 123098.

*frank@nf.jinr.ru

В докладе представлен обзор работ по исследованию довольно общего оптического эффекта, состоящего в том, что результатом прохождения волны через слой преломляющего вещества, движущегося с ускорением, является изменение частоты. Для случая электромагнитной волны эффект теоретически был предсказан в 1982 г. Позже появилось понимание, что аналогичный эффект должен иметь место для нейтронных волн. В последнем случае можно, разумеется, говорить об изменении энергии и скорости нейтрона. Такое ускорение и замедление нейтронов при прохождении прозрачного образца было зарегистрировано в недавних экспериментах с очень медленными, так называемыми ультрахолодными нейтронами. Совершенно новые черты явление приобретает в случае двоякопреломляющего образца, движущегося с ускорением, хотя соответствующие эксперименты пока не осуществлены.

Введение

Широко распространено мнение, что волновое число волны, прошедшей через преломляющую среду и вышедшей снова в вакуум, в точности такое же, что и у исходной. Однако это утверждение справедливо только для случая, когда среда покоится или движется с постоянной скоростью.

На самом деле, если образец преломляющего вещества движется с линейным ускорением, то частота, и, соответственно, волновое число прошедшей через него волны изменяются. Впервые это было показано К. Танака [1] для электромагнитной волны, а позже аналогичный результат был получен и для нейтронных волн [2,3].

Впоследствии появилось понимание, что частицы любой природы должны менять свою энергию при прохождении через ограниченный в пространстве объём среды, движущийся с ускорением [4]. Это явление мы называем эффектом ускоряющегося вещества (ЭУВ).

Стоит отметить, что для света ЭУВ столь мал, что несмотря на высочайшую чувствительность современных оптических методов он, по-видимому, так и не наблюдался на опыте. Однако в нейтронной оптике наблюдение ЭУВ оказалось возможным, и соответствующие эксперименты были поставлены с очень медленными, так называемыми ультрахолодными нейтронами (УХН).

Элементарная теория

Явления, имеющие место при прохождении электромагнитных и нейтронных волн через движущееся вещество, заметно различаются. Так, вывод о френелевском увлечении света движущейся средой основан на преобразовании Лоренца, в то время как нейтронная оптика оперирует с нерелятивистскими частицами, и для перехода в иную систему координат нужно выполнить галилеевское преобразование волновой функции. Кроме того, для медленных нейтронов амплитуда рассеяния вперед на атомных ядрах в большинстве случаев постоянна, и в отсутствие дифракции их взаимодействие с веществом может быть описано с помощью эффективного потенциала $\mathrm{U}=\left(2\pi\hbar^2/\mathrm{m}\right)\rho\mathrm{b}$, где m – масса нейтрона, ρ – объемная плотность атомов и b – длина рассеяния. Движение потенциала никак не воздействует на нейтрон, и все изменения волновой функции возникают только за счет движения границ образца.

Так же, как и для света, при преломлении нейтронной волны на движущейся границе вещества имеет место доплеровский сдвиг частоты [5,6]

$$\omega_i \cong \omega_0 + (n-1)k_0 V \quad (V \ll v_0). \qquad (1)$$

Здесь ω_i – частота в среде, k_0 и ω_0 – волновое число и частота в вакууме соответственно, V – скорость среды, v_0 – скорость нейтрона, n – показатель преломления. При равномерном

движении материального слоя сдвиги частоты, возникающие при пересечении его входной и выходной поверхностей, равны по величине, но противоположны по знаку. Полное изменение частоты равно при этом нулю.

В случае же ускоренного движения такой компенсации не происходит, поскольку за время распространения волны в веществе скорость ее границ изменяется. Разностный эффект в частоте есть теперь $\Delta\omega = ad(1-n)k_0/nv_0$, где a – ускорение образца и d – его толщина [5]. Отсюда следует, что в согласии с [1,2] изменение энергии есть

$$\Delta E \cong mad(1-n)/n. \qquad (2)$$

Подчеркнем, что при выводе (2) игнорировался факт ускоренного движения среды как таковой. В нейтронной оптике это не ведет к ошибке, поскольку справедливо описание среды с помощью эффективного потенциала. В случае же света это, очевидно, не так. Однако к выводу о существовании ЭУВ можно прийти и в этом случае, поскольку формула (2) может быть получена и без детальных вычислений, а лишь исходя из принципа эквивалентности [4]. Таким образом, можно, оказывается, получить как формулу (2), так и формулу Танака для света, справедливую также и для релятивистских частиц:

$$\Delta\omega = (\omega/c^2)(n-1)d. \qquad (3)$$

Эксперименты с УХН

Спектроскопический эксперимент

Изменение энергии нейтронов при прохождении через ускоряющийся образец наблюдалось в недавнем эксперименте с УХН [4]. Схема установки и ее фото представлены на рисунках 1а,б.

УХН попадали в основную часть прибора, проходя через цилиндрический коридор и монохроматор 1 – нейтронный интерферометр Фабри-Перо (ИФП). Он пропускал нейтроны с узким спектром вертикальных скоростей $\Delta v/v \approx 0.02$. Монохроматизированные таким образом нейтроны проходили через колеблющийся в пространстве кремниевый образец 2 – пластину толщиной 0.6 или 1.85 мм. Она могла приводиться в движение с помощью электромагнитного вибратора 3. Переменное ускорение образца могло достигать величины 90 м/с^2. В соответствии с (2) энергия нейтронов, прошедших образец, менялась синхронно с величиной ускорения образца $a = -mA\Omega^2 \sin(\Omega t)$, где A и Ω – амплитуда и частота колебаний.

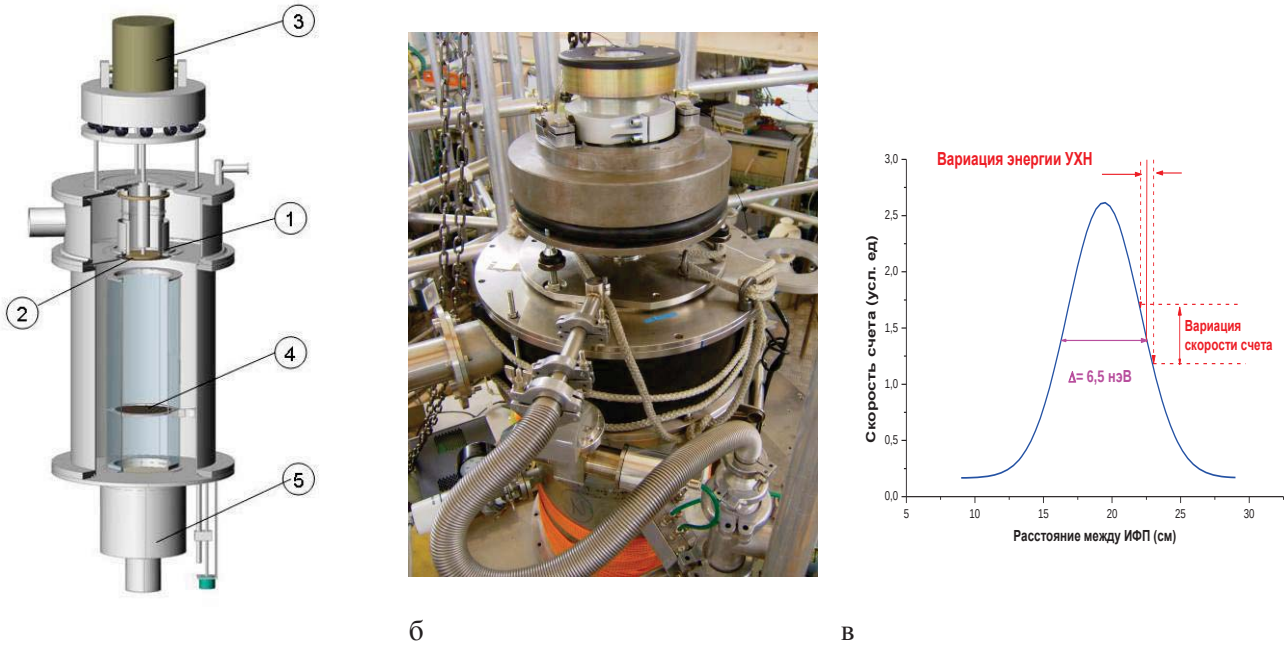
Пройдя образец, нейтроны попадали в вертикальный зеркальный нейтроновод, где располагался второй ИФП – анализатор 4, положение которого могло меняться по высоте. Максимумы пропускания линий монохроматора и анализатора соответствовали 107 и 127 нэВ. Поскольку на пути между двумя ИФП нейтроны ускорялись в гравитационном поле Земли, меняя свою энергию примерно на 1нэВ на 1 см высоты, то перемещение анализатора по высоте было эквивалентно сканированию его линией по спектру нейтронов, прошедших образец. Зависимость скорости счета от расстояния между ИФП качественно представлена на рисунке 1в. Знакопеременное изменение энергии нейтронов, обусловленное прохождением через осциллирующий образец, приводило к периодической вариации скорости счета, как показано пунктирными линиями на рисунке 1в.

ЭУВ и временная фокусировка нейтронов

Недавно ЭУВ наблюдался еще в одном эксперименте [7]. По своей постановке он близок к эксперименту [8], в котором наблюдалась фокусировка нейтронов во времени. Его идея иллюстрируется рисунком 2а. Монохроматические нейтроны проходят через модулятор, играющий роль временной линзы. В результате скорость нейтронов периодически изменяется таким образом, что нейтроны, попадающие на модулятор в течение одного цикла, одновременно достигают детектора, расположенного в точке L.

В [7] модулятором служила кремниевая пластина, совершавшая колебательное движение вдоль направления пучка УХН. Двигаясь с переменным ускорением, она периодически ускоряла и замедляла нейтроны вследствие ЭУВ. Передаваемый нейтронам импульс был, однако, недостаточен для полной фокусировки. Тем не менее, в плоскости детектора имело место вполне заметное периодическое возрастание плотности потока нейтронов, что приводило к временной модуляции скорости счета нейтронов с частотой колебания образца.

Можно показать, что временная зависимость скорости счета пропорциональна производной от функции модуляции скорости $\Delta v(t)$. Как и в [4], здесь также имелся систематический эффект,



а б в

Рисунок 1. а) Схема экспериментальной установки**. б)** Внешний вид установки. На верхнем фланце установлен электромагнитный вибратор, приводящий в движение образец. **в)** Зависимость скорости счета от расстояния между ИФП (кривая сканирования) и принцип детектирования периодического изменения энергии

связанный с периодическим изменением относительной скорости нейтронов и образца и, как следствие, прозрачности образца. Оба эффекта синхронны, и гармоническая модуляция скорости счета детектора определялась их суммой

$$\Delta N(\Omega) = A\Omega^2\left(C_a\Omega + C_v/\Omega\right), \qquad (4)$$

где первое слагаемое обусловлено ускорением образца, а второе – систематическим скоростным эффектом.

Формула (4) фактически определяла стратегию опыта. Она состояла в измерении амплитуды модуляции скорости счета нейтронов, прошедших через колеблющийся образец, для широкого набора частот Ω и фиксированной величины $A\Omega^2$. Измерения были сделаны в двух геометриях (см. рисунок 2б). В первом случае через образец проходили монохроматические нейтроны, и амплитуда модуляции скорости счета описывалась (4). Во втором случае нейтроны сначала проходили через осциллирующий образец и только потом через монохроматор. В этом случае модуляция скорости счета была обусловлена только систематическим эффектом. Результаты измерений иллюстрируются рисунком 2б. Из него наглядно видно, что эффект слабой фокусировки, обусловленный ускорением образца, несомненно существует. После необходимых калибровок было получено, что эффект согласуется с теоретическим расчетом на уровне точности, лучшем 10%.

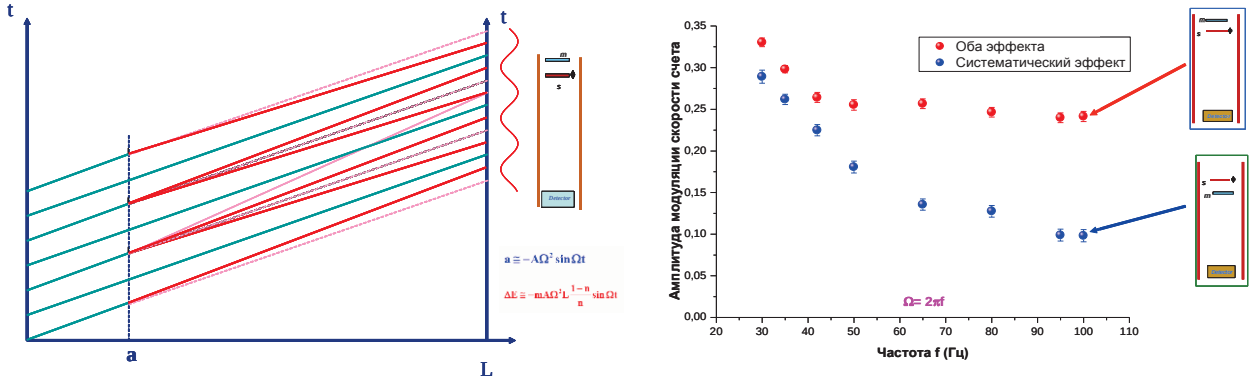
Случай двоякопреломления

До недавнего времени в работах, посвященных ЭУВ, никак не затрагивался вопрос о поляризации волн. Попытка восполнить этот пробел была сделана в [6, 5]. В них обсуждался вопрос об особенностях ЭУВ в случае, когда ускоряющаяся среда обладает свойством двоякопреломления, то есть характеризуется двумя значениями показателя преломления $n_\pm$, относящимися к двум направлениям поляризации падающих волн.

В нейтронной оптике величины $n_\pm$ соответствуют двум проекциям спина нейтрона. Соответственно, формула (2) должна быть теперь переписана в виде

$$\Delta E_\pm \cong \mathrm{mad}\left(1-n_\pm\right)/n_\pm, \qquad \Delta\omega_\pm = \Delta E_\pm/\hbar. \quad (5)$$

После прохождения нейтрона через ускоряющийся двоякопреломляющий образец спиновые компоненты его волновой функции отличаются частотой. Угол прецессии спина есть разность между фазами двух спиновых компонент:



а б

Рисунок 2. а) Идея временной фокусировки. Периодическое изменение скорости нейтронов приводит к модуляции скорости счета. б) Амплитуда модуляции скорости счета в зависимости от частоты. Превышение красных точек над синими качественно демонстрирует наличие эффекта слабой временной фокусировки, обусловленной ЭУВ

$$\phi(x,t) = \Omega\left(t - x/v\right) + \Phi(t)\,. \qquad (6)$$

Временная зависимость $\Phi(t)$ возникает здесь из-за зависимости фазы прошедшей через образец волны от скорости, которая здесь не постоянна. Как видно из формулы (6), направление спина нейтрона неизменно в системе, движущейся относительно лабораторной со скоростью нейтрона v. Однако в фиксированной точке наблюдения $x = L$ направление спина периодически, с частотой Ω_{pr}, меняется со временем.

Из формулы (5) в предположении $\Delta n = n_+ - n_- << n$, $n = \left(n_+ - n_-\right)/2$ следует, что

$$\left|\Omega_{pr}\right| = \left|\Delta\omega_+ - \Delta\omega_-\right| \cong \left(\mathrm{mad}/\hbar\right)\left(\Delta n/n\right). \qquad (7)$$

В нейтронной оптике возможны несколько физических причин возникновения двойного лучепреломления. Подробнее они рассмотрены в работе [5].

С практической точки зрения весьма важно, что обсуждаемое здесь периодическое изменение направления поляризации может быть измерено даже в том случае, когда частота прецессии Ω_{pr} и соответствующая ей передача энергии $\hbar\Omega_{pr}$ весьма малы.

В работе [5] обсуждалось предложение вполне реалистичного эксперимента по наблюдению такой нестационарной прецессии в условиях, когда разность показателей преломления Δn была порядка 5×10^{-5}. При этом частота прецессии составляла $\Omega_{pr} \approx 4.2$ с$^{-1}$. Это соответствует переданной нейтрону энергии $\Delta E \approx \pm 1.5\times10^{-15}$ эВ.

Заключение

Дан краткий обзор работ, посвященных взаимодействию нейтронных волн с преломляющим веществом, движущимся с ускорением. Теория предсказывает, а эксперименты подтверждают, что при прохождении нейтронов через ускоряющийся образец вещества энергия и скорость нейтрона изменяются. Изменение энергии ультрахолодных нейтронов, зарегистрированное в опыте, было порядка 5×10^{-10} эВ, а абсолютное изменение скорости составляло 1см/с. Величина эффекта находится в хорошем согласии с расчетом. В последнем разделе весьма кратко обсуждается случай двоякопреломляющего вещества.

Литература

1. K. Tanaka // Physical Review A, V. 25, 385 (1982).
2. F. V. Kowalski // Physics Letters A, V. 182, 335 (1993).
3. V. G. Nosov, A. I. Frank // Ядерная физика, Т. 61, 686 (1998).
4. А. И. Франк, П. Гелтенборт, М. Жентшель и др. // Ядерная Физика, Т. 71, 1686 (2008).

5. А. И. Франк, В. А. Наумов // Ядерная физика, Т. 76, 1507 (2013).

6. A. I. Frank, P. Geltenbort, M. Jentschel, G. V. Kulin et al. // Journal of Physics: Conference Series, V. 340, 012042 (2012).

7. А. И. Франк, П. Гелтенборт, М. Ентшель и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 93, 403 (2011).

8. А. И. Франк, П. Гелтенборт, Г. В. Кулин, А. Н. Стрепетов и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 78, 224 (2003).

Тонкоплёночные абсорбционные фильтры на длину волны He I (584 Å)

М. Н. Дроздов, С. Ю. Зуев, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин, Н. Н. Салащенко, Н. Н. Цыбин*

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950
*tsybin@ipmras.ru

Разрабатывается методика изготовления абсорбционных фильтров, прозрачных на длине волны 584 Å. Фильтры предназначены для оснащения орбитального телескопа с каналом регистрации изображения Солнца на линии излучения возбуждённого нейтрального атома He. Продемонстрирована возможность получения тонкоплёночного Mg/Al фильтра, обладающего требуемыми блокирующими свойствами, с пропусканием 15% на рабочей длине волны.

Введение

Работа направлена на разработку космических абсорбционных фильтров, прозрачных на длине волны $\lambda = 584$ Å (He I). Актуальность задачи связана с планируемым запуском солнечной обсерватории КОРТЕС, в состав которой войдёт ЭУФ телескоп с каналом регистрации изображения Солнца на линии излучения возбуждённого нейтрального атома He (584 Å) [1]. Абсорбционный фильтр должен быть максимально прозрачен на рабочей длине волны и эффективно ослаблять длинноволновое фоновое излучение Солнца в УФ, видимом и ИК диапазонах. Al/Si многослойный фильтр, применявшийся в предыдущем космическом эксперименте ТЕСИС [2] в диапазонах около 132 и 171 Å, имеет прозрачность 5.5% при $\lambda = 584$ Å (см. табл. 1).

Таблица 1. Результаты измерений пропускания (при нормальном падении) тестовых образцов многослойных Al/Si и Mg/Al с Al/Si покрытиями плёнок на длинах волн 584 Å и 633 нм.

Структура, Å	**T(584 Å), %**	**T(633 нм)**
(Al-28.5/Si-20.5)*55.5	5.5	$<10^{-7}$
(Al-28.5/Si-20.5)*28.5	15	$1.2*10^{-5}$
(Al-30/Si-24)*5.5, (Mg-47,Al-20)*25.5, (Al-30/Si-24)*5.5	15	$<10^{-7}$

Для повышения пропускания фильтра при сохранении его блокирующих свойств предложено использовать в многослойной структуре Mg вместо менее прозрачного на 584 Å кремния. Первые результаты показывают, что можно изготовить тонкоплёночный Al/Mg фильтр, обладающий требуемыми блокирующими свойствами, с пропусканием 15% на длине волны 584 Å.

Методики

Магний — активный металл, поэтому невозможно изготовить Al/Mg фильтр с использованием стандартного металлического подслоя. Рассматриваются два варианта получения Mg-содержащих фильтров. В первом случае в качестве подслоя используется полимерный материал, удаляемый с помощью органического растворителя. По другой методике Mg-содержащая структура напыляется на тонкую свободновисящую плёнку Al/Si, которая предварительно изготавливается стандартным способом [3]. Пропускание тестовых образцов на 584 Å измерялось с помощью рефлектометра, включающего монохроматор LHT-30 и газоразрядный источник, пропускание при $\lambda = 633$нм — на стенде с использованием He-Ne лазера.

Результаты

Изготовленные по методике с использованием полимерного материала в качестве подслоя Mg/Al и Mg/Si многослойные фильтры показали низкое пропускание в рабочем диапазоне длин волн. Сравнение пропускания тестовых образцов Al/Si плёнок одинакового состава, изготовленных в одном случае с использованием металлического подслоя, во втором — с подслоем из полимерного материала, показало, что прозрачность Al/Si плёнки во втором случае значительно меньше. Проведённый анализ состава Al/Si плёнки по глубине методом вторичной ионной масс-спектрометрии (измерения проводились на оборудовании ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» при ИФМ РАН) показал, что в случае использования в качестве подслоя полимерного материала на поверхности плёнки

остаётся слой нерастворившегося полимера. По-видимому, при магнетронном напылении первого слоя фильтра часть материала слоя проникает в глубь полимера и модифицирует его свойства. Нерастворённый слой полимера и снижает пропускания фильтра в ЭУФ диапазоне.

Второй, развиваемый в данной работе подход по изготовлению Mg-содержащих фильтров, состоит в магнетронном напылении структуры на свободновисящую поддерживающую тонкую плёнку Al/Si. Выбор материала основы обусловлен тем, что Al/Si многослойная структура может быть изготовлена обычным способом, она имеет сравнительно высокое пропускание при λ = 584 Å и может служить защитным покрытием.

Основной целью работы было изготовление натянутого фильтра Mg/Al с Al/Si покрытиями с пропусканием T = 15% на λ = 584 Å, приклеенного к поддерживающей металлической сетке. Необходимость иметь именно натянутый фильтр обусловлена тем, что натянутая в ячейках плёнка более стойка к воздействию потоков воздуха и вибрации. Есть две возможности изготовления натянутого фильтра. В первом случае предварительно натянутая поддерживающая Al/Si структура с упрочняющим слоем приклеивается к поддерживающей сетке. Затем упрочняющий слой удаляется, а на поверхность натянутой поддерживающей Al/Si плёнки в магнетронной установке наносится Mg/Al структура с Al/Si покрытием. Однако при нанесении Mg/Al и Al/Si структур исчезает начальное натяжение Al/Si плёнки в ячейках (см. рис. 1).

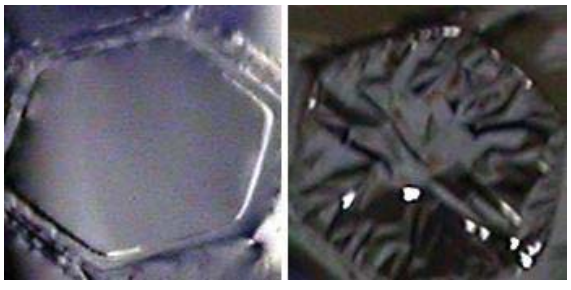


Рисунок 1. Ячейка поддерживающей сетки с приклеенной Al/Si плёнкой с упрочняющим слоем до и после магнетронного напыления Mg/Al и Al/Si структур

Причиной деформации изначально натянутой плёнки является воздействие потока падающих на свободновисящую плёнку частиц наносимого вещества.

Другая возможность — вначале изготовить свободновисящую многослойную Al/Si,Mg/Al,Al/Si структуру с упрочняющим слоем, натянуть её по периметру рамки и затем уже приклеить на поддерживающую сетку. Основная сложность в данном подходе заключается в том, что при магнетронном напылении вся структура оказывается в напряженном состоянии, и на этапе удаления упрочняющего слоя плёнка натягивается. В результате натянутая и приклеенная к металлической сетке плёнка Al/Si,Mg/Al,Al/Si по мере удаления упрочняющего слоя натягивается ещё сильнее, и суммарное натяжение в ячейке может превысить предел прочности (см. рис. 2).

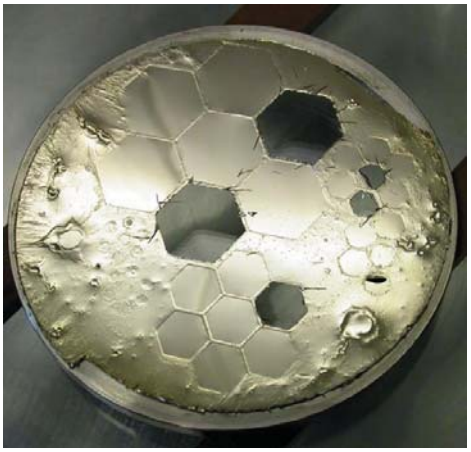


Рисунок 2. (Al-30/Si-24)*5.5, (Mg-47,Al-20)*25.5, (Al-30/Si-24)*5.5 тонкоплёночная структура (толщины в Å), приклеенная к поддерживающей сетке, после удаления упрочняющего слоя

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований: гранты 13-02-01210-а и 14-02-00625-а.

Литература

1. С. В. Шестов, С. В. Кузин, Д. Г. Либерзон и др. // Тезисы докладов 8-й конференции «Физика плазмы в Солнечной системе» 4-8 февраля 2013г., Москва, ИКИ РАН, С. 53 (2013).
2. С. В. Кузин, И. А. Житник, С. В. Шестов и др. // Механика, управление и информатика, № 7, 41 (2012).
3. Е. Б. Клюенков, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин и др. // Квантовая электроника, Т. 43, № 4, 388 (2013).

Получение и метрология сверхгладких оптических поверхностей

Ю. А. Вайнер[1], М. В. Зорина[1], А. Е. Пестов[1], Н. Н. Салащенко[1], Н. И. Чхало[1,*], С. А. Чурин[1], В. Ермаков[2], С. И. Конорский[2], С. В. Кузин[2], С. В. Шестов[2], И. Л. Струля[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ГСП-1, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

3 ОАО «Композит», Пионерская, 4, Королёв, 141070.

*chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Обсуждаются основные проблемы измерения шероховатости сверхгладких поверхностей для рентгенооптики и подходы, развиваемые в ИФМ РАН для метрологии и получения оптических элементов с дифракционным качеством отражающих поверхностей. Приводятся последние данные по шероховатостям, полученным при полировании плавленого кварца и оптических керамик ULE, Zerodur и ситалла.

Введение

Для обеспечения дифракционного качества изображений рентгенооптических систем необходимы подложки с неровностями поверхности по параметру r.m.s.: форма (неровности с латеральными размерами 1 мм-1м) - на уровне 0,2-0,4 нм, эффективные шероховатости среднечастотного (латеральные размеры 1 мкм-1 мм) и высокочастоного (1 нм-1 мкм) диапазонов – на уровне 0,1-0,2 нм. Дополнительным требованием к подложкам является сохранение размерной стабильности (геометрические размеры, форма и шероховатость поверхности) на требуемом уровне в процессе эксплуатации. Так как речь идет об ангстремных точностях, а поверхности подвергаются воздействию различных тепловых факторов, то класс материалов для оптических элементов сильно ограничен материалами с минимальными коэффициентами теплового линейного расширения (КТЛР) – это различные марки плавленого кварца (КТЛР~10^{-7}) и оптические керамики ситалл, Zerodur и ULE (КТЛР~10^{-8}).

Решение проблемы создания подложек, удовлетворяющих требованиям, ведется по двум направлениям. Первое – это развитие адекватных методов измерений, и второе – разработка методов полирования поверхностей. В данной работе сообщается о результатах исследований, проводимых в ИФМ РАН совместно с ФИАН им. П.Н. Лебедева в последние 2-3 года, по получению подложек, удовлетворяющих требованиям к оптике дифракционного качества для диапазона длин волн 3-60 нм. Рассматриваются только средне- и высокочастотные шероховатости.

Проблема измерений шероховатости

В [1, 2] подробно изучалась проблема измерений шероховатости сверхгладких оптических поверхностей. В частности, было показано, что интерферометрия белого дает неадекватные результаты измерений. Основные причины неадекватности этого метода анализируются в [3]. Поэтому для изучения шероховатостей применялись только методы диффузного рассеяния рентгеновского излучения (ДРРИ) [4] и атомно-силовая микроскопия (АСМ). ДРРИ с длиной волны ~0,1 нм позволяет надежно изучать шероховатости плоских образцов в диапазоне пространственных частот 10^{-2}-10 мкм$^{-1}$, АСМ – 10^{-1}-10^{2} мкм$^{-1}$. Тем самым, в спектре измеряемых частот имеется «дыра» в диапазоне 10^{-3}-10^{-2} мкм$^{-1}$, функция спектральной мощности шероховатостей в которой может быть надежно аппроксимирована.

Более сложная ситуация возникает при изучении кривых поверхностей, составляющих основу изображающих схем. В этом случае ДРРИ с короткой длиной волны не применим, а для применения АСМ необходима установка локальной нормали к поверхности по оси зонда, что требует использования нестандартных схем измерений, в том числе и установки головки АСМ на исследуемую деталь. Это приводит к потере точности измерений и риску повреждения дорогостоящих образцов, а диапазон

измеряемых частот сокращается до 10^{-1}-10^{2} мкм$^{-1}$. Применение длины волны 13,5 нм не позволило существенно расширить этот диапазон [5].

Для решения этой проблемы в ИФМ РАН разработан специализированный стенд на основе АСМ с одноосным гониометром. Подробно этот стенд описан в докладе М.В. Зориной, представленном на конференции. Для измерений шероховатостей среднечастотного диапазона впервые предлагается использовать интерферометрию с дифракционной волной сравнения. Описание метода и первые результаты его применения приводятся в докладе М.В. Свечникова. Таким образом, в ИФМ РАН в основном решена проблема аттестации шероховатости сверхгладких оптических поверхностей.

Методика получения подложек

Традиционная технология глубокого шлифования-полирования (ГШП) кварца обеспечивает эффективную шероховатость в диапазоне пространственных частот 10^{-2}-10^{2} мкм$^{-1}$ на уровне 1,2-1,5. Следующим шагом является химико-механическая полировка. На рисунке 1 приведены функции спектральной плотности мощности шероховатостей (PSD) для кварцевой подложки, подвергнутой ГШП. После применения стандартной химико-механической суперполировки PSD функции упали во всем спектральном диапазоне на порядок, а эффективная шероховатость снизилась до 0,36 нм, что соответствует оптике дифракционного качества с коротковолновой границей 20 нм [6].

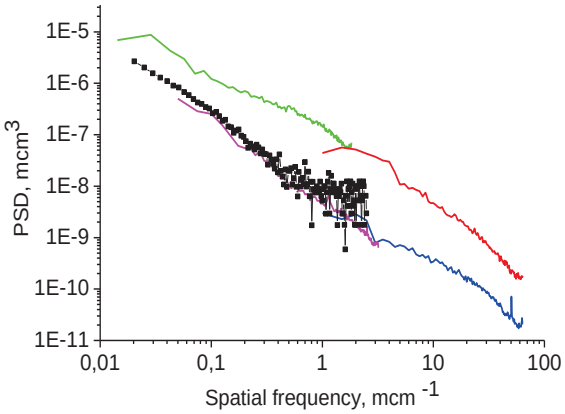


Рисунок 1. PSD функции шероховатостей подложки, подвергнутой стандартной ГШП – верхние кривые, и после химико-механической полировки – нижние кривые

Следующим шагом стало применение ионно-пучковой суперполировки ионами ксенона. Изучалось влияние энергии ионов ксенона на шероховатость поверхности. На рисунке 2 приведены PSD-функции шероховатостей для кварцевой подложки подвергнутой ГШП и химико-механическому полированию, верхние кривые, и после травления ионами с энергией 600 эВ. Как видно, шероховатость упала почти на 0,2 нм, с 0,46 до 0,27 нм. Таким образом, трехступенчатая методика полирования кварцевых подложек позволяет получать подложки для оптики дифракционного качества с коротковолновой границей 10 нм, что удовлетворяет большинству современных задач.

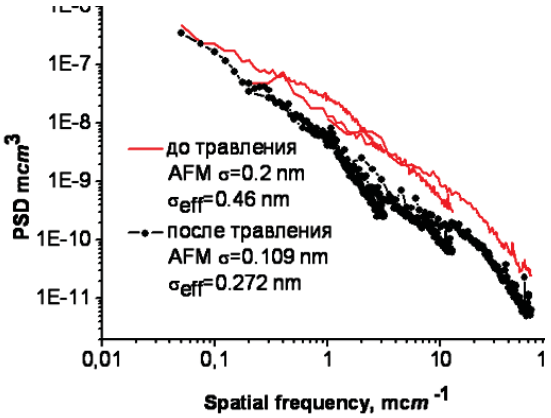


Рисунок 2. PSD функции шероховатостей подложки до, верхние кривые, и после ионного травления – нижние кривые

Работа поддержана грантами РФФИ 14-02-00549, 13-02-97098, 13-02-97045, Министерством науки и образования России и ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. М. М. Барышева, Ю. А. Вайнер, Б. А. Грибков и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т.75, № 1. С. 71-76.

2. M. M. Barysheva, B. A. Gribkov, Yu. A. Vainer, et al. // Proc. of SPIE. 2011. V. 8076. P. 80760M-1-10.

3. M. M. Barysheva, N. I. Chkhalo, A. E. Pestov et al. // Mirrors with a Sub-Nanometer Surface Shape Accuracy, Pp. 595-615 in Fundamentals of Pico-science, Ed. Klaus D . Sattler, CRC Press 2013. Print ISBN: 978-1-4665-0509-4.

4. V. E. Asadchikov, I. V. Kozhevnikov, Yu. S. Krivonosov et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2004. V. 530. P. 575.

5. М. М. Барышева, Ю. А. Вайнер, Б. А. Грибков и др. // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 9. С. 134-142.

6. Ю. А. Вайнер, М. В. Зорина, А. Е. Пестов и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Том 78. № 1. С. 90-94.

Дополнительные материалы

1/f noise of superconducting resonators: evidence for interacting two-level systems

J. Burnett[1, 2], L. Faoro[3], I. Wisby[1, 2], V. L. Gurtovoi[4, *], A. V. Chernykh[4], G. M. Mikhailov[4], V. A. Tulin[4], R. Shaikhaidarov[2], V. Antonov[2], P. J. Meeson[2], A. Ya. Tzalenchuk[1], T. Lindström[1, §]

1 National Physical Laboratory, Hampton Road, Teddington, TW11 0LW, UK.

2 Royal Holloway University of London, Egham, TW20 0EX, UK.

3 Laboratoire de Physique Theorique et Hautes Energies, CNRS UMR 7589, Universites Paris 6 et 7, 4 place Jussieu, 75252 Paris, Cedex 05, France.

4 Institute of Microelectronics Technology, Academician Ossipyan str., 6, Chernogolovka, 142432, Russia.

*gurtovoi@iptm.ru , §tobias.lindstrom@npl.co.uk

1/f noise caused by the presence of two-level systems (TLS) in electronic devices is a problem which has been studied for several decades. A better understanding of TLS is of considerable practical importance, and has wider implications for amorphous systems understanding. We have studied very low frequency noise in superconducting Nb resonators in varying temperature and microwave drive. We find a noise power spectral density that scales with frequency and temperature as $S_y \sim 1/f^n$ and $S_y \sim 1/T^{1+\mu}$. The exponents in these dependences are: $n \approx 1$ (as expected for 1/f noise) and $\mu \approx 0.2 - 0.4$ at $T < 500$ mK. Highly accurate measurements were made possible by the use of a platinum covered epitaxially grown Nb film, which exhibited very low dielectric loss. We argue that our results imply that the standard tunneling model of TLS has to be revised by including a very significant TLS – TLS interaction, which explains our data as well as recent studies of dephasing rates of TLS in superconducting quantum devices.

Initially introduced to explain unusual thermal properties of glasses with respect to crystals, the Standard Tunneling Model (STM) [1] has been successful in describing many other phenomena in disordered systems as well. The STM assumes the ability for some atoms at low temperatures to quantum mechanically tunnel between adjacent lattice sites. More generally, any influence of dilute impurities on macroscopic properties of materials is often parametrized as due to a bath of non-interacting TLS. In particular, TLS have been suggested as sources of ubiquitous 1/f noise in electronic materials [2] and are also active at low-temperatures, where the kinetics are dominated by tunneling. With the rapid recent progress of new devices for quantum information processing and detector applications, there is a renewed awareness [3] of the deleterious effects of TLS noise. We demonstrate theoretically and experimentally that the STM fails in the extreme low-temperature, low-power limits where these new devices are typically operated and an extension of STM to include specific interactions between TLS is necessary to address the shortcomings of this model.

Samples and measurements

A 50 nm thick epitaxial Nb film with a 5 nm Pt capping layer was grown by laser ablation on r-plane sapphire (1-102) substrate in an ultra-high vacuum chamber with a base pressure of 10^{-9} Torr and at a growth temperature of 650°C. The typical Nb films grown in these conditions [4] were single-crystalline Nb(100) with low surface roughness, 0.3 – 0.5 nm and high residual resistance ratio R(295 K)/R(9.5 K) ≈ 50. The film was patterned into an array of resonators inductively coupled to a common *λ/4* feedline on a 10×5 mm^2 chip [5] using optical lithography and dry etching in a 2:1 ratio SF_6/Ar plasma. The resonators used in our experiments are of the lumped element type, consisting of an inductive meander (inductance 5 nH) in parallel with an interdigital capacitor, see Fig. 1. They have center frequencies (ν_0) in the 4 – 8 GHz band, and intrinsic quality factors (Q_i) above 2×10^5.

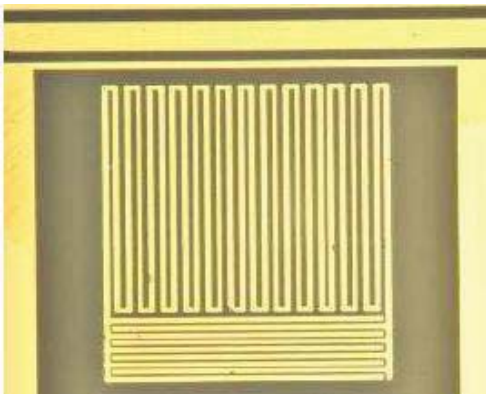


Figure 1. Lumped element resonator coupled to *λ/4* feedline

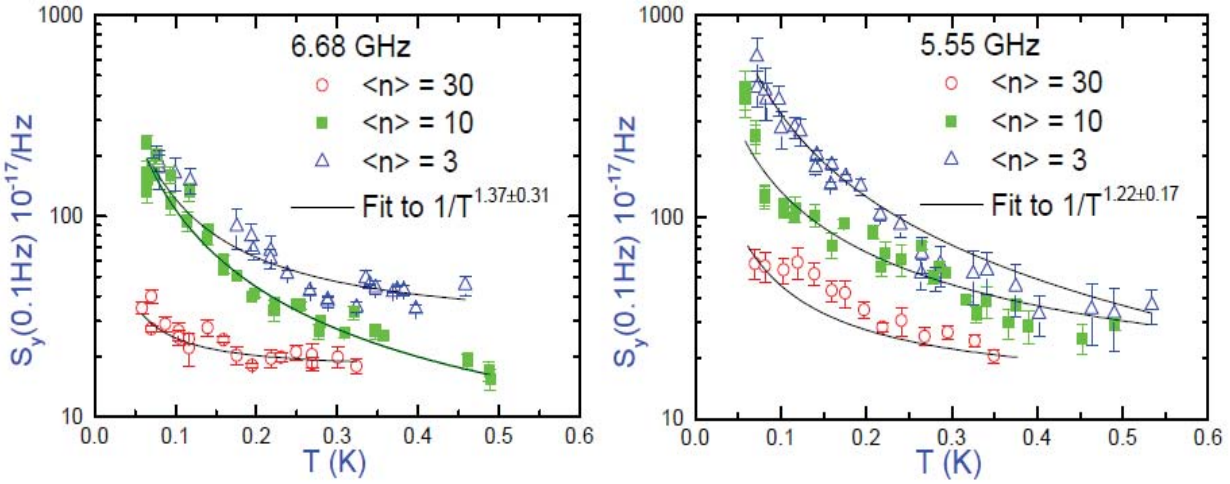


Figure 2. 1/f noise at 0.1 Hz vs. temperature for different average photon energies in the resonators R1 and R2.

All measurements were done in a well-shielded dilution refrigerator ($T = 50 – 600$ mK) equipped with a cryogenic HEMT amplifier and heavily attenuated microwave lines. All microwave electronics was referenced to the 10 MHz signal from a hydrogen maser to ensure very high stability.

Table 1 shows the main resonator parameters, where F is the filling factor ~ 1, Q_l and Q_i denote respectively the loaded and internal quality factor. The intrinsic loss tangent $Ftan\delta_i$ is proportional to the concentration and dipole moment of TLS of the resonators, being measured using the standard technique of fitting the $\delta\nu_0$ vs. T dependence [5]. For both samples we find $Ftan\delta_i$ to be around 1×10^{-6} indicating very low dielectric loss. Additional epitaxial samples without the Pt capping layer were found to exhibit similar parameters but with $Q_i < 10^5$ and $Ftan\delta_i > 2\times10^{-6}$ which is in accordance with previous work using sputtered Nb [5]. The Pt capping layer both increased Q_i by a factor of 5 and significantly reduced the dielectric loss tangent. This improvement is probably due to the Pt minimizing the intrinsic surface oxide layer on the niobium surface.

Noise power spectral density of center frequency jitter have shown 1/f dependence for temperature range 50 – 500 mK. 1/f noise level vs. average number of photons $\langle n \rangle$ within the resonators at several different temperatures was perfectly fitted in accordance with the model of TLS – TLS interaction [6] (not shown here).

Fig. 2 shows the central result of this work, which presents the level of 1/f noise at 0.1 Hz plotted for the temperature range 60 mK – 500 mK at three different microwave drive levels $\langle n \rangle$. For both resonators we find a stronger than characteristic for STM $1/T$ temperature dependence for all microwave drives. These data can be fitted to $\beta/T^{1+\mu}$ dependence [6], where β is a power dependent constant whereas $\mu = 0.22 \pm 0.17$ and $\mu = 0.37 \pm 0.31$ corresponds to Res1 and Res2 respectively.

Table 1. Resonator parameters.

Sample	ν_0, GHz	Q_l	Q_i	$Ftan\delta_i$
R1(Nb+Pt)	5.55	70000	250000	1.4×10^{-6}
R2(Nb+Pt)	6.68	78000	370000	1.1×10^{-6}

In conclusion, we have performed measurements of the $1/f$ noise in superconducting resonators based on Pt covered epitaxially grown Nb films and have found an inverse temperature dependence $S_y \sim 1/T^{1+\mu}$, with $\mu = 0.2$-0.4 in strong agreement with results on individual TLS in phase qubits. We also find a strong scaling power dependence of the noise with temperature. Our results imply that the standard model of TLS has to be revised by including a very significant TLS-TLS interaction [6].

References

1. P. W. Anderson, B. Halperin, C. M. Varma // Philosophical Magazine, V. 25, 1 (1972).
2. R. Black, P. Restle, M. Weissman. // Physical Review Letters, V. 51, 1476 (1983).
3. A. J. Leggett, D. C.Vural. // Journal of Physical Chemistry B, V. 117, 12966 (2013).
4. G. Mikhailov, I. Malikov, A. Chernykh, et al. // Thin Solid Films, V. 293, 315 (1997).
5. T. Lindstrom, J. Healey, M. Colclough, et al. // Physical Review B, V. 80, 132501 (2009).
6. L. Faoro, L. B. Ioffe. // Physical Review Letters, V. 109, 157005 (2012).

Монокристаллические алмазные пирамиды для зондов атомно-силового микроскопа

Е. А. Образцова [1,2,3,*], Ф. Т. Туякова [1,3], Р. Р. Исмагилов [4], Д. В. Клинов [2], А. Н. Образцов [4]

1 Московский государственный технический университет радиотехники электроники и автоматики, 119454, Москва, Российская Федерация

2 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биоорганической химии им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова Российской академии наук, 117997, Москва, Российская Федерация

3 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, 119991, Москва, Российская Федерация

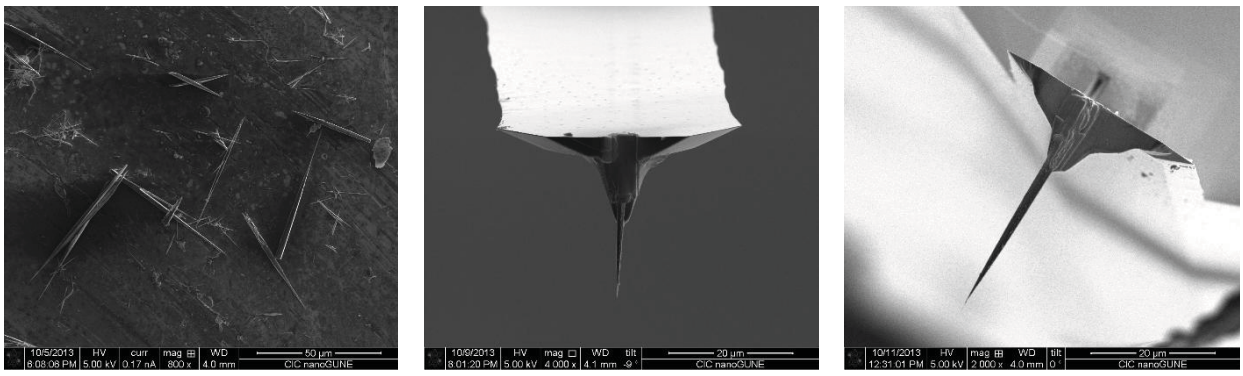
4 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991, Москва, Российская Федерация

*e.a.obraztsova@gmail.com

В работе предложено использовать монокристаллические алмазные пирамиды в качестве острий зондов для атомно-силового микроскопа. Алмазные пирамиды с контролируемым углом заострения были получены методом газофазного химического осаждения. С помощью электронно-ионного растрового микроскопа с микроманипулятором они были закреплены на балках зондов. Благодаря высокой твердости и химической инертности алмаза приготовленные зонды отличаются большим сроком службы и остротой.

В настоящее время атомно-силовая микроскопия (АСМ) стала одним из стандартных методов, используемых для характеризации нано- и микроструктурированных объектов не только в лабораторных исследованиях, но и в производственных процессах. Во многих случаях дальнейшее развитие и распространение метода требует улучшения характеристик одной из важнейших частей атомно-силового микроскопа – зонда. Стандартные зонды обладают рядом недостатков, в их числе: форма острий с большими углами и радиусами закругления у вершины, недостаточная механическая прочность и связанный с этим короткий срок службы, высокая реакционная способность, вызывающая изменение формы острия зонда в процессе его использования, и др.

Необходимость поиска новых материалов для изготовления зондов связана, в частности, с тем, что применение атомно-силового микроскопа в современной науке и производстве не ограничивается только исследованием поверхности различных структур, получением информации о рельефе образца, но используется также как средство формирования рисунка (например, наногравировка и наночеканка). Новые методы использования зондов требуют и совершенствования параметров этих зондов, повышения их износостойкости, твердости, химической инертности, электрической проводимости иглы и многое другое. С этой точки зрения чрезвычайно привлекательным материалом для изготовления острий является алмаз, обладающий рекордной твердостью и химической инертностью.



а б в

Рисунок 1. а – РЭМ-изображение алмазных пирамид на поверхности подложки из кремния; б, в – РЭМ-изображения кремниевых АСМ-зондов с закрепленными алмазными пирамидами в качестве острий

В литературе описан ряд методов изготовления зондов с использованием алмазного или алмазоподобного материала.

В ходе поиска возможностей для создания алмазных АСМ-зондов с улучшенными характеристиками нами была разработана методика синтеза монокристаллических алмазных пирамид с контролируемыми геометрическими параметрами [1,2]. Были подобраны параметры синтеза, при которых получаемые пирамиды достигают нескольких десятков микрон в длину и имеют угол при вершине не более 10°. Такие пирамидальные монокристаллиты алмаза представляются идеальным кандидатом для использования в качестве острия АСМ-зонда. В первых экспериментах по картированию образцов с помощью алмазных острий была продемонстрирована принципиальная возможность их применения и некоторые преимущества [3]. Однако предложенная ранее методика монтажа алмазных острий на кремниевых кантилеверах не обеспечивает необходимой воспроизводимости.

В этой работе описан испробованный нами метод закрепления алмазных острий на балке зондов с помощью растрового электронно-ионного микроскопа, оснащенного микроманипулятором. На рисунке 1 представлена микрофотография такого зонда с алмазным острием. Предложенная методика обеспечивает высокую точность при манипулировании микрообъектами. При этом алмазную пирамиду можно относительно легко и прочно закрепить на конце балки. Ранее проведенные эксперименты [4] показали, что зонды с алмазным острием являются эффективными и долговечными.

Работа поддержана грантом Президента РФ для молодых ученых МК-6201.2014.2 и программами РАН.

Литература

1. A.A. Zolotukhin et al. // Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics (2012) 22–28.
2. A.N. Obraztsov et al. // Diamond & Related Materials. 18 (2009) 1289–1293.
3. Копылов П. Г. и др. // Приборы и техника эксперимента (2010) 1–7.
4. Ф. Т. Туякова и др. // Письма в Журнал технической физики (2014).

К возможности создания скирмионных распределений намагниченности в пленках с «перпендикулярной» анизотропией

С. Н. Вдовичев[1], Б. А. Грибков[1], Е. С. Демидов[2], Л. И. Бударин[2], О. Л. Ермолаева[1], Н. С. Гусев[1], Е. В. Скороходов[1], А. Ю. Климов[1], А. Ф. Пестов[1], В. В. Рогов[1], А. А. Фраерман[1,*]

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

2 Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

* andr@ipm.sci-nnov.ru

Методом магнетронного напыления получены многослойные структуры $(CoPt)_n$/Pt/Co. Толщины пленок кобальта подобраны таким образом, что многослойная структура из n периодов $(CoPt)_n$ обладает анизотропией «легкая ось», а пленка кобальта, являясь достаточно толстой, имеет анизотропию «легкая плоскость». Исследовано взаимодействие «легкоосной» и «легкоплоскостной» подсистем. Методом электронной литографии из верхней пленки изготовлена решетка ферромагнитных наночастиц. Методом магнитно-силовой микроскопии исследовано распределение намагниченности в системе решетка ферромагнитных наночастиц/многослойная структура $(CoPt)_n$ с «перпендикулярной» анизотропией.

Интерес к скирмионному распределению намагниченности обусловлен обнаружением скирмионов в магнитных кристаллах без центра инверсии и экспериментами по наблюдению влияния слабого (j~10^2 A/cm^2) транспортного тока на скирмионную решетку [1]. Последнее обстоятельство указывает на возможность снижения критических токов перемагничивания на 4-5 порядков. Одной из проблем дальнейшего продвижения в этом направлении является проблема создания скирмионных распределений при комнатной температуре. Для стабилизации скирмионов необходимо, чтобы в магнитной системе с одноосной анизотропией существовало достаточно сильное взаимодействие Дзялошинского-Мории. Это требование ограничивает выбор магнитных материалов системами без центра инверсии. Известные магнитные материалы, удовлетворяющие этим требованиям, имеют низкие значения критической температуры перехода в магнитное состояние, так в кристаллах MnSi эта температура равна 20К. В работе [2] предложен способ создания скирмионной решетки в пленке с «перпендикулярной» анизотропией без взаимодействия Дзялошинского-Мории. Суть этого предложения сводится к стабилизации скирмиона в одноосной магнитной пленке за счет обменной связи с вихревой магнитной частицей, расположенной на ее поверхности.

Для реализации этого предложения нами создана многослойная структура, состоящая из пленок с анизотропией «легкая ось» и «легкая плоскость» с обменной связью между ними. Эта связь исследовалась нами методами магнитооптики и ферромагнитного резонанса. В частности, было показано, что

- напыление на многослойную структуру «толстой» (> 3.5 нм) пленки кобальта, отделенной от «легкоосной» подсистемы прослойкой Ptтолщиной менее 1.5 нм приводит к отсутствию остаточной намагниченности после намагничивания в перпендикулярном к поверхности пленки направлении.

- удаление (ионное травление) верхнего, «толстого» слоя кобальта приводит к восстановлению петли изолированной многослойной структуры $(CoPt)_n$, характеризующейся остаточной намагниченностью равной намагниченности насыщения.

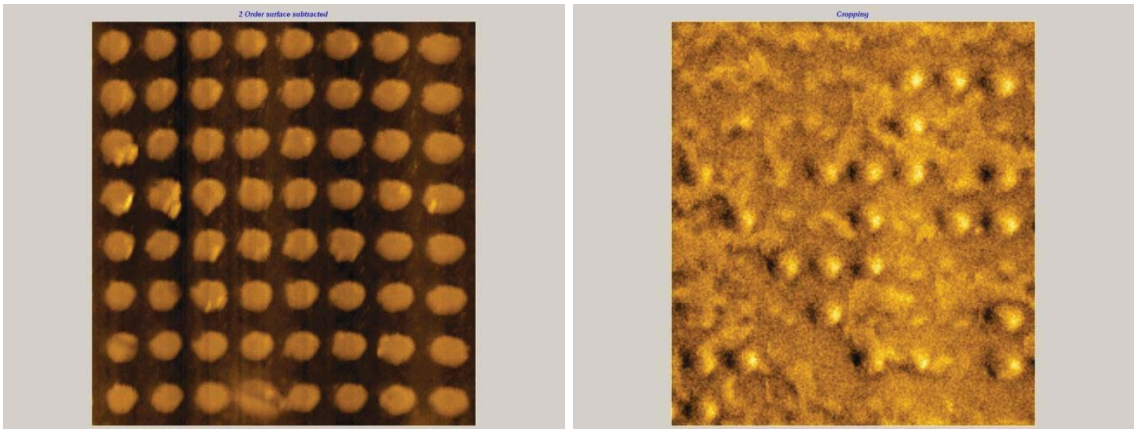
Измерения зависимости поглощения СВЧ-излучения от угла между поверхностью образца и внешним магнитным полем подтвердили существование достаточно сильной связи между «легкоосной» и «легкоплоскостной» подсистемами. Далее, методами электронной литографии, из «легкоплоскостной» пленки мы получили решетку наночастиц с диаметром порядка 200 нм, магнитное состояние которой исследовано методом магнитно-силовой микроскопии. На рис.1а представлено AFM- изображение полученной решетки, имеющий период порядка 1мкм. На рис.1б представлено изображение этой решетки, полученное в MFM-режиме работы зондового микроскопа. Из-за разброса формы частиц, часть массива находится в квазиоднородном состоянии, что проявляется в

дипольной симметрии MFM-сигнала. Остальная, большая часть частиц имеет вихревое распределение намагниченности, обладающее существенно меньшим MFM-контрастом. Однако, хорошо видна доменная структура, характерная для пленок с «перпендикулярной» анизотропией. В докладе будут представлены результаты исследований зависимости магнитного состояния системы ферромагнитные наночастицы/пленка с «перпендикулярной» анизотропией от предыстории намагничивания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

Литература

1. N. Nagaosa, Y. Tokura // Nature nanotechnology, 8, 899 (2013).
2. L. Sun, R.X. Cao, B.F. Miao et al. // Phys. Rev. Lett. 110, 167201 (2013).



а б

Рисунок 1. Решетка наночастиц с диаметром порядка 200 нм; (а) AFM – изображение решетки, имеющей период порядка 1мкм. (б) MFM – изображение

Содержание 1 тома

1 секция. Сверхпроводящие наносистемы

Aladyshkin A.Yu. Edge superconductivity in Nb thin-film microbridges 5
Аладышкин А.Ю. Асимметрия критического тока, индуцированного полем доменной стенки 7
Бакурский С.В. Влияние степени шероховатости границы на подщелевой спектр сверхпроводников с анизотропным потенциалом спаривания p-типа 9
Беспалов А.А. Излучение магнонов движущимися абрикосовскими вихрями в ферромагнитных сверхпроводниках и сверхрешётках ферромагнетик/сверхпроводник 11
Беспалов А.А. Комплексная лондоновская длина и притяжение вихрей в структурах ферромагнетик/сверхпроводник 13
Бобков А.М. Бистабильное состояние в гетероструктурах сверхпроводник/ферромагнетик 15
Бобкова И.В. Повышение критической температуры сверхпроводящих гетероструктур в FFLO-состоянии орбитальным эффектом магнитного поля 17
Больгинов В.В. Инженерия пи-контактов сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник 19
Бурмистрова А.В. Расчет электронного транспорта в гетероструктурах, содержащих многозонные сверхпроводники 21
Вадимов В.Л. Генерация доменных стенок в p_x+ip_y-сверхпроводниках при помощи переходов, нарушающих Z_2-симметрию 23
Вальков В.В. Сосуществование сверхпроводимости и антиферромагнетизма в двумерных слоях редкоземельных интерметаллидов с тяжелыми фермионами 25
Винников Л.Я. Вихревая структура высокотемпературных сверхпроводников (пиннинг и эффекты анизотропии) 27
Гарифуллин И.А. Сверхпроводящий спиновый клапан и триплетная сверхпроводимость 29
Goltsman G.N. Recent results of research and development of superconducting terahertz HEB mixers and IR SSPD photon counters 33
Gordeeva A.V. Cold-electron bolometers with cross-slot antennas 35
Гуртовой В.Л. О возможности использования сверхпроводящего контура без переходов Джозефсона в качестве измерителя магнитного потока 37
Гуртовой В.Л. Экспериментальные подтверждения возможности использования двухконтурного интерферометра в качестве прецизионного измерителя магнитного поля 39
Devyatov I.A. The microscopic theory of the Josephson current in junctions with multi-band superconductors 41
Зотова А.Н. Влияние внешнего магнитного поля на эффективность детектирования одиночных фотонов 43
Калашников К.В. Исследование и оптимизация криогенного гармонического фазового детектора 45
Кардакова А.И. Время электрон-фононного взаимодействия в тонких сверхпроводниковых пленках нитрида титана 47
Кислинский Ю.В. Электронный транспорт в меза-гетероструктурах ВТСП – купрат кальция – низкотемпературный сверхпроводник 49
Кленов Н.В. Особенности токового транспорта через SIsFS- и S-IFsF-S-структуры: возможные применения 51
Корнеева Ю.П. Сверхпроводниковый однофотонный детектор на основе аморфных пленок MoSi 53
Kuzmin L.S. Resonance cold-electron bolometer with an internal nanofilter using a kinetic inductance of the NbN strip 55
Кузнецов В.И. Выпрямление переменного напряжения в квазиодномерной сверхпроводящей проволочке 57
Курин В.В. Поверхностные плазмоны и волны Легетта в тонких пленках многозонных сверхпроводников 59
Мазов Л.С. Комнатнотемпературный сверхпроводник: физические свойства, перспектива поиска 61
Матрозова Е.А. Исследование термоэлектрического эффекта в сверхпроводящей биметаллической петле с помощью андреевского интерферометра 63
Мельников А.С. О влиянии кулоновской блокады на спектр квазичастиц в сверхпроводящей грануле в магнитном поле 65
Миронов А.Ю. Магнитоиндуцированное состояние с нулевой проводимостью в тонких плёнках NbTiN 67
Миронов А.Ю. Комплексная проводимость в окрестности перехода сверхпроводник – изолятор 69
Миронов С.В. Продольные состояния ЛОФФ в спиновых вентилях S/F1/F2 71
Накин А.В. Когерентные явления в сверхпроводящем слоистом метаматериале 73

Панкратов А.Л. Спектральные характеристики излучения параллельных цепочек индуктивно связанных джозефсоновских контактов 75
Поплаухина Е.К. Поведение сверхпроводников, содержащих систему параллельных плоскостей двойникования, в магнитном поле 77
Pugach N.G. Role of normal layer in ferromagnetic Josephson junctions 79
Путилов А.В. Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия монокристаллов $Bi_2Sr_2Ca^1Cu_2O_{8+\delta}$ 81
Ревин Л.С. Эффект асимметрии ступеней генерации длинных джозефсоновских контактов на основе ВТСП YBCO 83
Savinov D.A. Current-phase relation and Shapiro-like steps for Josephson triode 85
Самохвалов А.В. Стимуляция джозефсоновского транспорта при рассеянии с переворотом спина в баллистических SFS-структурах 87
Сатанин А.М. Мезоскопические флуктуации населенностей уровней джозефсоновского кубита в поле бигармонического импульса 89
Селиверстов С.В. Терагерцевый сверхпроводниковый детектор с аттоджоулевым энергетическим разрешением и постоянной времени 25 пс 91
Соловьев И.И. БиСКВИД с пи-контактом – новая ячейка обратимых сверхпроводниковых схем 93
Соловьев И.И. Оптимизация схемы баллистического детектора 95
Таланов Ю.И. ЭПР-исследование распределения намагниченности кристаллов ВТСП выше критической температуры 97
Тележников А.В. Динамика электронных волновых пакетов в 3D топологических изоляторах 99
Уткин А.А. Аномальная оптическая прозрачность двумерно периодических неоднородных металлических пленок 101
Фальковский Л.А. Кулоновское взаимодействие и электронный вклад в термодинамику графена 103
Фоминов Я.В. Сверхпроводящий эффект близости в квантовых проводах с нарушенной симметрией обращения времени 105
Хаймович И.М. Фазовые переходы в ферромагнитных сверхпроводниках с доменной структурой 106
Шитов С.В. Анализ экспериментов с TES болометрами с СВЧ считыванием 108
Chtchelkatchev N.M. Universality and quantization of the power to heat ratio in nano-granular systems 110

2 секция. Магнитные наноструктуры

Аронзон Б.А. Высокотемпературные ферромагнитные структуры на основе полупроводников 115
Багдинов А.В. Магнитные свойства нанооствровов пермаллоя $Fe_{20}Ni_{80}$ 117
Беспалов А.В. О минимизации привнесенной дефектности при изготовлении магнитоплазмонных кристаллов комбинированным ионно-лучевым методом 119
Бухараев А.А. Перемагничивание микро- и наноструктур при температурах, близких к температуре Кюри 121
Вдовичев С.Н. Создание и исследование магнитных туннельных контактов 123
Горев Р.В. Микромагнитное моделирование ферромагнитного резонанса в массивах взаимодействующих наночастиц 125
Гусев Н.С. Создание многослойных магнитных систем, состоящих из плёнок с конкурирующими направлениями анизотропии 127
Гусев С.А. Комплексная диагностика магнитных наноструктур 129
Демидов Е.С. Магнитно-транспортные и магниторезонансные свойства металлических структур спинового клапана 131
Демидов Е.С. Электронография высокотемпературного алмазоподобного ферромагнетика на основе Si с самоорганизованным сверхрешёточным распределением примеси Mn 133
Дорохин М.В. Эпитаксиальное выращивание слоёв MnGa/GaAs для диодов со спиновой инжекцией 135
Дровосеков А.Б. Межслойное взаимодействие в многослойных структурах Fe/Cr/Gd 137
Екомасов Е.Г. Моделирование переключения перпендикулярным магнитным полем поляризации связанных магнитных вихрей в наностолбчатой проводящей трехслойной структуре 139
Ермолаева О.Л. Экспериментальные исследования пиннинга доменной стенки в ферромагнитных нанопроволоках 141
Зайцев С.В. Когерентная спиновая динамика в гибридных ферромагнитных структурах δ<Mn>/GaAs/InGaAs 143
Zvezdin A.K. Ultrafast domain wall dynamics in weak magnets and ferromagnetic microwires 145
Здоровейщев А.В. Влияние металлической пленки кобальта на структуру и свойства светоизлучающего диода с квантовыми ямами InGaAs/GaAs 146

Иунин Ю.Л. Изменение основного состояния ультратонкой структуры Co/Pt/Co с изменением толщины платиновой прослойки 148
Калашникова А.М. Селективное возбуждение спиновой динамики в прозрачном антиферромагнетике $KNiF_3$ 150
Калиш А.Н. Управление светом в плазмонных структурах посредством магнитного поля 152
Карапшин Е.А. Невзаимность магнитостатических спиновых волн в неоднородных магнитных средах 154
Кудрин А.В. Эпитаксиальные GaAs-структуры с ферромагнитными нанокластерами Co 156
Мазов Л.С. Обнаружение магнитного (АФ ВСП) фазового перехода в допированных ферро-пниктидах 158
Малышева Е.И. Циркулярно-поляризованная электролюминесценция диодов с туннельным барьером GaMnAs/n+GaAs 160
Миляев М.А. Влияние межслойного взаимодействия и конфигурации магнитной анизотропии на гистерезис магнитосопротивления спиновых клапанов с антиферромагнетиком $Mn_{75}Ir_{25}$ 162
Миронов В.Л. Ферромагнитный резонанс в геометрически фрустрированных системах многослойных ферромагнитных наночастиц 164
Михайлов Г.М. Спин-инжекционные твердотельные генераторы терагерцевого излучения: полученные результаты и перспективы развития 166
Морозов А.И. Магниторезистивная память с записью электрическим полем 168
Москаленко М.А. Природа температурной зависимости параметра анизотропии спиновых магнитных пружин 170
Мурзина Т.В. Сверхбыстрая оптическая наведенная анизотропия в двумерной решетке магнитных субмикрочастиц 172
Мурзина Т.В. Магнитный нелинейно-оптический эффект Керра в мультислойных структурах CoFe/парамагнетик/CoFe 174
Мухаматчин К.Р. Фазовые переходы в двумерном дипольном ферримагнетике 176
Никитов С.А. Краевые вращательные магноны в магнонном кристалле 178
Nosov A.P. High order bending resonances in graded amorphous alloy/PZT laminates 180
Патрин Г.С. Магнитные свойства пленок $[(CoP)_{soft}/NiP/(CoP)_{hard}]_n$ 182
Петров В.Н. Электронная спектроскопия с разрешением по спину: последние достижения, современное состояние, ближайшие перспективы 184
Планкина С.М. Исследование дельта-легированных марганцем гетеронаноструктур InGaAs/GaAs методом спектроскопии комбинационного рассеяния света 186
Пудонин Ф.А. Магнитные островковые системы: особенности магнитной структуры и электронного транспорта 188
Рыльков В.В. Особенности высокотемпературного ферромагнетизма нестехиометрических сплавов $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.5$) 190
Сапожников М.В. Спин-волновой резонанс в наногофрированных магнитных пленках 193
Скороходов Е.В. Ферромагнитный резонанс в массивах взаимодействующих микрополосок FeNi 195
Стогний А.И. Наноразмерные пленки ферритов гранатов, шпинелей на кремнии: синтез и свойства 197
Татарский Д.А. Невзаимное отражение неполяризованного рентгеновского излучения структурами с антиферромагнитным упорядочением слоев 199
Татарский Д.А. Невзаимность отражения неполяризованных нейтронов системой двух магнитных зеркал во внешнем магнитном поле 200
Темирязева М.П. Нанолитография магнитных структур 202
Трушин О.С. Проблемы экспериментальной реализации ячейки памяти MRAM 204
Уздин В.М. Процессы перемагничивания в наносистемах на разных пространственных и временных масштабах 206
Усеинов Н.Х. Туннельное магнитосопротивление в асимметричных слоистых магнитных наноструктурах 208
Усеинов Н.Х. Спин-поляризованный ток в ферромагнитных точечных контактах с учётом градиентных слагаемых 210
Успенская Л.С. Трансформация структуры доменных границ пермаллоя при их смещении под действием продольного электрического тока 212
Федянин А.А. Диагностика парного взаимодействия магнитных микрочастиц методом оптического пинцета 214
Филимонов Ю.А. Спиновые волны в магнитных микро- и наноструктурах и возможности построения элементной базы СВЧ на принципах магноники 216
Чехов А.Л. Резонансные оптические эффекты в одномерных магнитоплазмонных структурах золото/феррит-гранат 218

4 секция. Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Аладышкин А.Ю. Исследование топографии кремниевых и кремний-германиевых наноструктур методами комбинированной сканирующей туннельной и атомно-силовой микроскопии 223
Алафердов А.В. Формирование тонких пленок многослойного графена 225
Амиров И.И. Моделирование методом молекулярной динамики собственных колебаний наноконсолей 227
Андрюшечкин Б.В. Атомная структура графена на поверхности Ni(111), интеркалированного атомами золота 229
Антонов Д.А. Исследование эффекта локального резистивного переключения в сверхтонких слоях СДЦ методом комбинированной СТМ/АСМ 231
Божко С.И. Электронный рост и двойникование при росте наноостровков металлов 233
Божко С.И. Замораживание вращательной степени свободы молекул C_{60} вблизи дефектов кристаллической структуры монослойных плёнок фуллерена на поверхности WO_2/W(110) 235
Брюквина Л.И. Модификация фторида лития и натрия наноразмерными дефектами в области фемтосекундного филамента 237
Быков В.А. Новые технологии атомно-силовой микроскопии для исследования и характеризации материалов 239
Володин А.П. Низкотемпературная электросиловая микроскопия мультиферроиков 241
Девятов И.А. Оценка отклика локального биозонда на основе наноканального транзистора 243
Еремеев С.В. Эффект магнитной близости на интерфейсе «топологический изолятор/магнитный изолятор» 245
Жуков А.А. Особенности проводимости нанопроволок InAs при гелиевых температурах в присутствии подвижного затвора 247
Зотов А.В. Динамическое поведение вакансий в молекулярном массиве C_{60} 249
Каверин Б.С. Синтез и исследование МУНТ, покрытых рениевыми наночастицами 251
Музыченко Д.А. Адсорбция единичных атомов Co на поверхность Ge(111) и формирование смешанного Co/Ge подповерхностного слоя 253
Петрова М.Г. Изучение J-агрегатов карбоцианиновых красителей методами атомно-силовой и сканирующей ближнепольной оптической микроскопии 255
Резник А.Н. Электродинамика и квазистатика ближнепольного микроволнового микроскопа 257
Руднев И.А. Визуализация протекания электрического тока в проводящих структурах с применением техники магнито-силовой микроскопии 259
Русина Г.Г. Локальные изменения фононного спектра поверхности Ag(100) в присутствии точечных дефектов и адатомов 261
Русинова М.В. Особенности электронной и спиновой структуры топологического изолятора $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$ 263
Savinov S.V. Tunneling spectroscopy of phosphorus impurity atom on Ge(111)-(2x1) surface. *Ab initio* and experimental study 265
Сапожников М.В. Самоорганизующиеся перестраиваемые сети липких коллоидных частиц 267
Саранин А.А. Управление структурой спин-расщепленных электронных состояний в двумерных сплавах на поверхности полупроводников 269
Суханова Т.Е. АСМ и Кельвин зонд микроскопия биогенных селенсодержащих наносистем 271
Темирязев А.Г. Импульсная силовая нанолитография с помощью алмазных игл 273
Титков А.Н. Неоптическая регистрация ближнеполевой картины излучения лазеров при сканировании зеркал зондом атомно-силового микроскопа 275
Толстихина А.Л. Атомно-силовая микроскопия в исследовании водородосодержащих сегнетоэлектрических кристаллов с периодической примесной ростовой структурой 277
Ханипов Т.Ф. Изучение с помощью магнитно-силового микроскопа зависимости коэрцитивной силы ферромагнитных частиц от температуры 279
Шикин А.М. Спиновая структура интерфейса Графен/Pt для формирования спинового тока и индуцированного перемагничивания нанесенных на интерфейс ферромагнитных наноточек 281
Щадилова Ю.Е. Mechanisms of single molecule manipulation on solid state surfaces in STM 283

5 секция. Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Артемов А.С. Химико-механическое полирование (ХМП) материалов для твёрдотельной электроники ... 287
Ахсахалян А.Д. Новый алгоритм расчета закона движения зоны травления относительно образца для формирования поверхностей заданной формы ... 289
Belyakov V.A. Localized electromagnetic modes in periodical structures ... 291
Булгакова С.А. Сульфониевые и иодониевые соли как фотогенераторы кислот в химически усиленных фоторезистах ... 293
Бушуев В.А. Влияние временной когерентности поля излучения рентгеновских источников на пространственную когерентность пучков и импульсов ... 295
Вишняков Е.А. Измерение дифракционной эффективности элементов рентгеновских спектрогелиографов для космической аппаратуры КОРТЕС ... 297
Волков П.В. Исследование возможности применения метода тандемной низкокогерентной интерферометрии для измерения формы асферических поверхностей ... 299
Горай Л.И. Влияние эволюции шероховатой поверхности зеркал на интенсивность коротковолнового рассеяния ... 301
Зорина М.В. Стенд на основе АСМ для изучения шероховатости крупногабаритных деталей произвольной формы ... 303
Зуев С.Ю. Проект рефлектометра МР и ЭУФ диапазонов с монохроматором высокого разрешения и лазерно-плазменным источником большой яркости ... 305
Иржак А.В. Твердофазные превращения в быстрозакаленных лентах Ti_2NiCu ... 307
Иржак Д.В. Температурная зависимость дифракции рентгеновского излучения на кристалле ЛГС, промодулированном ПАВ ... 309
Лопатин А.Я. Свободновисящие многослойные структуры для коррекции волнового фронта в проекционном объективе ЭУФ-нанолитографа ... 311
Лубов М.Н. Моделирование роста и эволюции шероховатости поверхности многослойных рентгеновских зеркал ... 312
Митрофанов А.В. Аналоги фильтров Христиансена в рентгеновской области спектра ... 314
Пестов А.Е. Методика прецизионной асферизации поверхности оптических элементов ионно-пучковым травлением ... 316
Полковников В.Н. Многослойные рентгеновские зеркала на основе бериллия ... 318
Полковников В.Н. Высокоотражающие зеркала Al-MgF_2 для экстремального и вакуумного УФ диапазонов ... 320
Полковников В.Н. Узкополосные многослойные зеркала для окрестности 13 нм ... 321
Полковников В.Н. Внутренние напряжения в многослойных зеркалах для рентгеновской астрономии ... 323
Полковников В.Н. Апериодические многослойные зеркала для проекта «Кортес» ... 325
Полковников В.Н. Многослойные зеркала для астрофизических экспериментов ... 327
Пунегов В.И. Рентгеновское рассеяние от фазовой дифракционной решетки на основе кристалла кремния ... 329
Пунегов В.И. Рекуррентные соотношения в динамической теории рентгеновской дифракции на латеральных системах ... 331
Пунегов В.И. Численное решение обратной задачи рентгеновской дифракции на гетероструктурах с нановключениями в рамках модельного подхода ... 333
Свечников М.В. Поиск частотных ограничений метода интерферометрии с дифракционной волной сравнения ... 335
Сивков В.Н. Рентгеновские и синхротронные исследования гетерогенных систем на основе многостенных углеродных нанотрубок ... 337
Смирнова И.А. Топографическое изображение дислокаций в кристаллах с суперпозицией пространственно протяженных и локализованных деформаций ... 339
Торопов М.Н. Измерение аберраций длиннофокусных систем с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения ... 341
Трушин В.Н. Особенности управления дисперсионными свойствами легированных кристаллов ... 343
Трушин В.Н. Рентгенодифракционные исследования массивов монокристаллических островков GaAs в условиях облучения их лазерным излучением ... 345
Фахртдинов Р.Р. Исследование оптических свойств «off-axis» линзы скользящего падения ... 347
Франк А.И. Оптический эффект ускоряющегося вещества и длинноволновые нейтроны ... 349
Цыбин Н.Н. Тонкоплёночные абсорбционные фильтры на длину волны He I (584 Å) ... 354
Чхало Н.И. Получение и метрология сверхгладких оптических поверхностей ... 356

Дополнительные материалы

Gurtovoi V. L. 1/f noise of superconducting resonators: evidence for interacting two-level systems..... 361
Образцова Е.А. Монокристаллические алмазные пирамиды для зондов атомно-силового микроскопа..... 363
Фраерман А.А. К возможности создания скирмионных распределений намагниченности в пленках с «перпендикулярной» анизотропией 365

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XVIII Международного симпозиума

Нижний Новгород, 10–14 марта 2014 г.

Том 1: секции 1, 2, 4, 5

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 438 51 20, (831) 438 52 26+257, факс: (831) 438 55 53
e-mail: symp@ipm.sci-nnov.ru

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times».
Уч.-изд. л. 41,2. Усл. п. л. 46,5. Заказ № 17. Тираж 300.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
Тел. (831) 465 78 25

Подготовка оригинал-макета к печати *М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина*

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433 83 25